



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

**DEPOZICE METAMAGNETICKÝCH TENKÝCH
VRSTEV S NÍZKÝM MAGNETICKÝM TLUMENÍM**

DEPOSITION OF LOW-DAMPING METAMAGNETIC THIN FILMS

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Ján Hnilica

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Vojtěch Uhlíř, Ph.D.

BRNO 2021

Zadání bakalářské práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství
Student: **Ján Hnilica**
Studijní program: Aplikované vědy v inženýrství
Studijní obor: Fyzikální inženýrství a nanotechnologie
Vedoucí práce: **Ing. Vojtěch Uhlíř, Ph.D.**
Akademický rok: 2020/21

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma bakalářské práce:

Depozice metamagnetických tenkých vrstev s nízkým magnetickým tlumením

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Technologie na bázi spinových vln představuje perspektivní alternativu k současným elektronickým zařízením založených na přenosu elektrického náboje, protože u ní nedochází k tepelným ztrátám souvisejícím s translačním pohybem elektronů. Aby bylo možné vyvinout laditelná magnonická zařízení, je třeba prozkoumat nové materiály s nízkým magnetickým tlumením, které zároveň umožňují významnou modulaci magnetických vlastností v submikronovém měřítku.

Cíle bakalářské práce:

1. Příprava dopovaných vrstev FeRh na povrchu MgO (001).
2. Analýza magnetického tlumení vrstev pomocí feromagnetické rezonance.

Seznam doporučené literatury:

COEY, J. M. D., Magnetism and magnetic materials. Cambridge University Press, Cambridge, (2009).

MAAT, S., THIELE, J.-U. a Fullerton, E. E., Temperature and field hysteresis the antiferromagnetic-to-ferromagnetic phase transition in epitaxial FeRh films. Physical Review B, vol. 72, pp. 214432, DOI: 10.1103/PhysRevB.72.214432, (2005).

USAMI, T., ITOH, M. a TANIYAMA, T., Compositional dependence of Gilbert damping constant of epitaxial Fe_{100-x}Rh_x thin films. Applied Physics Letters, vol. 115, pp. 142403, DOI: 10.1063/1.5120597, (2019).

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2020/21

V Brně, dne

L. S.

.....
prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.
ředitel ústavu

.....
doc. Ing. Jaroslav Katolický,
Ph.D. děkan fakulty

Abstrakt

Vlastnosti magnetického tlumení jsou ve slitině FeRh podmíněny stechiometrickým poměrem jednotlivých složek slitiny, počtem strukturních defektů a mírou epitaxe deponovaných vrstev na substrátu MgO(001). V této práci je objasněn mechanismus jednotlivých příspěvků magnetického tlumení a studován vliv složení slitiny, strukturních defektů a míry epitaxe na výsledné magnetické tlumení. Pro přípravu tenkých vrstev FeRh bylo použito magnetronové naprašování, pro základní magnetickou charakteristiku vibrační magnetometrie a pro určení magnetického tlumení byla využita širokopásmová feromagnetická rezonance (VNA-FMR). S rostoucím obsahem atomů Rh ve slitině, snižující se mírou epitaxe a rostoucím počtem defektů byl pozorován významný nárůst celkového magnetického tlumení.

Abstrakt

Properties of magnetic damping in the FeRh alloy are determined by stoichiometric ratio of individual components of the alloy, by the number of structural defects, and rate of epitaxy of thin films deposited on MgO(001) substrates. This thesis describes the mechanism of each contribution to magnetic damping and clarifies the influence of stoichiometric ratio, structural defects, and epitaxy on the resulting magnetic damping. FeRh thin films were deposited using magnetron sputtering and characterized via vibrating sample magnetometry. Magnetic damping was evaluated using broadband ferromagnetic resonance. The magnetic damping significantly increases with increasing amount of Rh atoms in the alloy, decreasing rate of epitaxy, and increasing number of structural defects.

Klíčová slova

železo-rhodium, epitaxní vrstvy, širokopásmová feromagnetická rezonance, nízké magnetické tlumení

Key words

iron-rhodium, epitaxial layers, broadband ferromagnetic resonance, low magnetic damping

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci na téma „Depozice metamagnetických tenkých vrstev s nízkým magnetickým tlumením“ vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

V Brně dne

.....

(podpis autora)

Mnohokrát děkuji Ing. Vojtěchu Uhlířovi, Ph.D. za vedení při realizaci této práce, za jeho nespočetné rady, trpělivý a především vstřícný přístup. Dále chci poděkovat Ms. C. Jonu Anderu Arregimu za jeho pomoc při výrobě vzorků. Mé poděkování rovněž patří všem členům vědecké skupiny Nanomagnetismus a spintronika, kde si velmi cením rozsáhlých diskuzí s Bc. Janem Hajdučkem o tématech týkajících se magnetismu. Také bych chtěl poděkovat Kristýně Davídkové a Mgr. Kláře Jelénkové, které mi pomohly s proniknutím do problematiky feromagnetické rezonance a samotného vyhodnocení dat. Zároveň bych rád poděkoval svým rodičům a přítelkyni za morální podporu, díky níž jsem se mohl naplno věnovat celému svému studiu.

Tato práce byla provedena za podpory výzkumné infrastruktury CzechNanoLab (ID LM2018110, MŠMT, 2020–2022), CEITEC Vysoké učení technické v Brně.

Ján Hnilica

Obsah

Úvod.....	3
1 Základy magnetismu.....	5
1.1 Popis magnetického pole a magnetizace.....	5
1.1.1 Orbitální magnetický moment elektronu	5
1.1.2 Spinový magnetický moment elektronu	6
1.1.3 Magnetizace a susceptibilita	6
1.2 Energie spjatá s magnetismem	7
1.2.1 Zeemanova energie	8
1.2.2 Energie výměnné interakce.....	8
1.2.3 Energie dipólové interakce	9
1.2.4 Anizotropní energie	9
1.2.5 Celková energie:	9
1.3 Typy magnetických uspořádání	10
1.3.1 Diamagnetické látky	10
1.3.2 Paramagnetické látky	10
1.3.3 Ferromagnetické látky	12
1.3.4 Antiferomagnetické látky	14
2 Dynamika magnetizace a magnetické tlumení	15
2.1 Larmorova precese	15
2.1.1 Elementární případ:.....	15
2.1.2 Precese pro kontinuum magnetizace.....	16
2.2 Magnetické tlumení.....	16
2.2.1 Landau-Lifšicova-Gilbertova rovnice.....	16
2.3 Feromagnetická rezonance.....	18
2.4 Spinové vlny.....	19
3 Příspěvky magnetického tlumení.....	21
3.1 Vnitřní příspěvky magnetického tlumení.....	21
3.1.1 Spin-Orbitální interakce.....	21
3.1.2 Kamberského model	22
3.1.3 Phonon drag	22
3.1.4 Vířivé proudy	22
3.2 Vnější příspěvky magnetického tlumení.....	23
3.2.1 Dvouvagnonový rozptyl	24
3.2.2 Magnetická nehomogenita	24

3.2.3	Spin pumping	24
4	Železo-Rhodium a tlumení u tenkých vrstev	27
4.1	Krystalická struktura a fázový diagram Fe-Rh.....	27
4.1.1	Fázový přechod	27
4.1.2	Uspořádání magnetických momentů	28
4.1.3	Regulace teploty fázového přechodu z AF do FM fáze:	28
4.2	Tenké vrstvy s nízkým magnetickým tlumením.....	29
4.2.1	Materiály s nízkým magnetickým tlumením.....	29
4.2.2	Magnetické tlumení slitin Fe-Rh.....	29
5	Experiment	31
5.1	Experimentální techniky	31
5.1.1	Magnetronové naprašování	31
5.1.2	Vibrační magnetometrie	33
5.1.3	Širokopásmová feromagnetická rezonance	34
5.2	Zpracování dat	36
5.2.1	Extrakce dat z měření	36
5.2.2	Gyromagnetický poměr.....	37
5.2.3	Tlumicí konstanta	37
5.3	Výroba vzorků, měření a interpretace výsledků	38
5.3.1	Výroba vzorků z FeRh	38
5.3.2	Magnetická charakteristika vzorků	40
5.3.3	Magnetické tlumení.....	44
6	Závěr.....	53
	Literatura	55

Úvod

Magnetické materiály mají široké uplatnění v celém spektru průmyslových odvětví, do kterých nyní patří i spintronika, jež využívá k uchování a šíření informací spinu elektronů. Jako nosiče informace magnetickými materiály jsou nově uvažovány spinové vlny, které jsou definovány jako kolektivní oscilace magnetických momentů elektronů. Zařízení využívající spinové vlny by mohla v budoucnu nahradit stávající výpočetní elektroniku, a to především díky nízké energetické náročnosti plynoucí z absence ztrát Jouleovým teplem vlivem pohybu náboje. Obor zabývající se přímo spinovými vlnami se nazývá magnonika, která v posledních letech zaznamenává významný rozvoj, pro jehož další pokračování je potřebný vývoj materiálů s nízkým magnetickým tlumením, které ovlivňuje dobu, za kterou se šířící se spinová vlna v materiálu utlumí.

Nízké magnetické tlumení bylo pozorováno u mnoha feromagnetických materiálů, například v magnetických oxidech a polykrystalických i epitaxních slitinách FeCo. Srovnatelných hodnot dosahuje tlumení u slitiny železo-rhodium (FeRh) publikované T. Usamim [1], jehož výsledky byly inspirací pro tuto práci. Slitina FeRh je specifická metamagnetickým fázovým přechodem, který může být využit pro zlepšení vlastností médií pro datový záznam, jako výchozí materiál pro výrobu laditelných magnonických krystalů, či pro mnoho dalších aplikací ve spintronice.

Ve feromagnetických slitinách mohou být vnitřní příspěvky magnetického tlumení regulovány na základě volby jejich stechiometrického poměru. Další faktory hrající roli ve vnitřních příspěvcích jsou v této práci voleny tak, aby jejich vliv byl co nejvíce potlačen. Velikost vnějších příspěvků je dána vhodnou přípravou vzorku, a to především mírou epitaxe a počtem strukturních defektů ve zkoumané tenké vrstvě.

Hlavním cílem této práce je depozice metamagnetických tenkých vrstev s nízkým magnetickým tlumením a následná analýza magnetického tlumení. Experimentální část této práce zahrnuje přípravu tenkých vrstev FeRh s různou stechiometrií pomocí magnetronového naprašování na substráty MgO(001). Dále obsahuje základní magnetickou charakterizaci vrstev provedenou pomocí vibrační magnetometrie (VSM), díky níž byly získány hodnoty saturační magnetizace. V experimentální části je zahrnuto zejména měření magnetického tlumení, které bylo extrahováno pomocí širokopásmové feromagnetické rezonance (VNA-FMR).

Práce se skládá z několika kapitol. Kapitoly 1, v níž jsou obsaženy teoretické základy magnetismu nezbytné pro pochopení získaných výsledků, kapitoly 2, jež krátce pojednává o dynamice magnetizace a kapitoly 3 shrnující příspěvky magnetického tlumení. Kapitola 4 je zaměřena na volbu materiálu a kapitola 5 je věnována experimentální části.

1 Základy magnetismu

V této kapitole jsou definovány fundamentální veličiny a pojmy nezbytné k porozumění této práce.

1.1 Popis magnetického pole a magnetizace

Ústřední veličinou pro popis magnetických vlastností materiálů je magnetický moment značený μ . Magnetický moment je na atomární úrovni svázán se spinovým magnetickým momentem a orbitálním magnetickým momentem volných elektronů [2]. Magnetický moment jádra zanedbáme z důvodu velikosti o tři řády menší, než je příspěvek volných elektronů, způsobené hmotností jádra.

1.1.1 Orbitální magnetický moment elektronu

Tato veličina je spjata s pohybem záporně nabitých částic (elektronů) kolem kladně nabitého jádra. Podle známých konvencí se značí jako μ_{orb} , a lze ji vyjádřit pomocí níže uvedeného vztahu [2,3]:

$$\vec{\mu}_{orb} = -\frac{e}{2m_e}\vec{L}, \quad (1.1)$$

přičemž e ¹ odpovídá hodnotě elementárního náboje, m_e ² hmotnosti elektronu a \vec{L} ³ orbitálnímu momentu hybnosti elektronu, který je kvantován. Dále lze tento vztah přepsat jako:

$$\vec{\mu}_{orb} = -\frac{e}{2m_e}\vec{L} = \gamma\vec{L}, \quad (1.2)$$

kde konstanta γ představuje *gyromagnetický poměr*. Z kvantově mechanických principů vyplývá, že nemůžou být změřeny všechny složky vektoru orbitálního momentu hybnosti elektronu \vec{L} současně, proto je obvykle měřen pouze její průmět do osy z, který je dán následovně:

$$L_z = m_l \hbar, \quad (1.3)$$

kde m_l nazýváme magnetické kvantové číslo nabývající hodnot $m_l = 0; \pm 1; \pm 2; \pm l$, přičemž l je vedlejší kvantové číslo a \hbar ⁴ je redukovaná Planckova konstanta. Z kvantově mechanického charakteru orbitálního momentu hybnosti elektronu potom plyne i průmět $\vec{\mu}_{orb}$ do osy z [3, 4]:

$$\mu_{orb,z} = -\frac{e}{2m_e}m_l\hbar = \gamma L_z. \quad (1.4)$$

¹ $e = 1,602\,176\,634 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

² $m_e = 9,109\,383\,701 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$

³ $\vec{L} = \sqrt{l(l+1)} \cdot \hbar$

⁴ $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,055 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$

Vztah lze přepsat pomocí Bohrova magnetonu, který je jednotkou magnetického momentu a je definován vztahem:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2. \quad (1.5)$$

1.1.2 Spinový magnetický moment elektronu

Pro spinový magnetický moment elektronu, který značíme $\vec{\mu}_s$, platí obdobné relace jako u $\vec{\mu}_{orb}$, nicméně spinový moment vyplývá z vnitřních vlastností elektronů, jež nemají analogii v klasické fyzice [3, 4]:

$$\vec{\mu}_s = -\frac{e}{m_e} \cdot \vec{S}, \quad (1.6)$$

kde \vec{S} ¹ je spinový moment hybnosti, který je opět kvantován. Při použití úvahy, že je neměřitelný pro všechny složky, se bere v potaz pouze jeho projekce do osy z:

$$S_z = m_s \hbar, \quad (1.7)$$

přičemž m_s představuje spinové kvantové číslo, nebo také spin nabývající pro fermiony² hodnoty $m_s = \pm \frac{1}{2}$ [3, 4]. Analogicky pak lze převést $\vec{\mu}_s$ na projekci do osy z:

$$\mu_{s,z} = -\frac{e\hbar}{m_e} m_s \hbar = -2\mu_B m_s. \quad (1.8)$$

Potom celkový magnetický moment atomu vyjádříme jako:

$$\mu = \mu_{orb,z} + \mu_{s,z}. \quad (1.9)$$

1.1.3 Magnetizace a susceptibilita

Pro praktické využití je nutné zavést makroskopický popis magnetického momentu, který představuje veličina magnetizace M . Je definována jako magnetický moment na jednotku objemu a dána vztahem [3, 4]:

$$M = \sum_i \frac{\mu_i}{V}, \quad (1.10)$$

kde V odpovídá objemu výskytu magnetických momentů.

¹ $\vec{S} = \sqrt{s(s+1)} \cdot \hbar$

² Částice s poločíslným spinem

Veličina popisující magnetické pole je magnetická indukce \vec{B} podléhající Gaussovu zákonu o magnetismu, respektive zákonu spojitosti indukčního toku [3]:

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (1.11)$$

Analogicky zavádíme veličinu popisující magnetické pole v materiálu, a to magnetickou intenzitu \vec{H} . Magnetická indukce B , magnetická intenzita H a magnetizace M jsou potom svázány rovnicí [3]:

$$B = \mu_0(H + M), \quad (1.12)$$

kde μ_0 ¹ představuje permeabilitu vakua.

Dále definujeme magnetickou susceptibilitu χ . Tato veličina popisující reakci materiálu na externí magnetické pole udává míru poddajnosti magnetických momentů v materiálu vůči tomuto poli. Susceptibilita lineárního izotropního magnetika je bezrozměrná skalární veličina daná vztahem [3]:

$$\chi = \frac{M}{H}. \quad (1.13)$$

Pro materiály s vysokou mírou anizotropie pak platí [2]:

$$M = \hat{\chi}H, \quad (1.14)$$

kde $\hat{\chi}$ představuje tenzor druhého řádu magnetické susceptibility, vektory \vec{M} a \vec{H} pak nemusí být rovnoběžné. Dále lze přepsat vztah (1.12) do tvaru [3]:

$$B = \mu_0(1 + \chi) = \mu_0\mu_r H, \quad (1.15)$$

přičemž μ_r je relativní permeabilita materiálu², charakterizující vliv materiálu na výsledné účinky působícího magnetického pole.

1.2 Energie spjatá s magnetismem

Struktura uspořádání magnetických momentů v materiálu je výsledkem minimalizace celkové energie systému E , jež se skládá z několika složek energie, a je dána tímto vztahem [3]:

$$E = E_Z + E_{ex} + E_d + E_a + \dots \quad (1.16)$$

Hlavní složky přispívající celkové energii, které budou podrobněji rozvedeny v následující sekci, jsou Zeemanova energie značená E_Z , výměnná energie E_{ex} , energie plynoucí z dipólové interakce E_d a energie anizotropie E_a .

¹ $\mu_0 = 1,256637 \cdot 10^{-6} \text{ NA}^{-2}$

² $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$

1.2.1 Zeemanova energie

Je uvažován materiál s magnetizací M , na který působí externí magnetické pole H_{ext} . Vektor M má tendenci se vyrovnat do směru externího magnetického pole H_{ext} , a tím vyvolává moment síly Γ , popsán vztahem [3], jež využijeme v následujících kapitolách:

$$\Gamma = -\mu_0 \vec{M} \times \vec{H}_{ext}. \quad (1.17)$$

Tento moment působí na magnetizaci M , což vede k tomu, že materiál se vyrovná s externím magnetickým polem. Tímto jevem se pak změní Zeemanova, nebo také energie vnějšího magnetického pole E_Z , která je dána vztahem [3]:

$$E_Z = -\mu_0 \iiint_V \vec{M} \cdot \vec{H}_{ext} d^3r. \quad (1.18)$$

1.2.2 Energie výměnné interakce

Výměnná energie plyne z interakce mezi spinovými momenty jednotlivých atomů, a je zodpovědná za dalekodosahové uspořádání magnetických momentů. Spinový moment atomu je ovlivněn pouze nespárovanými elektrony, tudíž lze říct, že se jedná o spin elektronu. Hamiltonián výměnné interakce spinových momentů systému dvou atomů je popsán tímto vztahem [3]:

$$\hat{H}_{ex,ij} = -2J_{ij} \hat{S}_i \cdot \hat{S}_j, \quad (1.19)$$

kde \hat{S}_i a \hat{S}_j představují spinové momenty hybnosti pro i -tý a j -tý atom a J_{ij} je odpovídající výměnná konstanta pro daný materiál. Hamiltonián ze vztahu (1.19) lze zobecnit na systém mnoha atomů [2, 3]:

$$\hat{H}_{ex} = \sum_{i,j \neq i} J_{ij} \hat{S}_i \cdot \hat{S}_j. \quad (1.20)$$

Materiálová konstanta J_{ij} výrazně ovlivňuje uspořádání spinových momentů atomů. Pokud platí, že $J_{ij} > 0$, sousední spiny se vyrovnají paralelně, což odpovídá feromagnetickému uspořádání. V opačném případě, tedy $J_{ij} < 0$, jsou sousední spiny orientovány antiparalelně, což je charakteristické pro antiiferomagnetické uspořádání.

Aproximujeme-li jednotlivé spinové momenty atomů spojitou magnetizací materiálu M , výměnná energie E_{ex} bude pak popsána vztahem [3]:

$$E_{ex} = \iiint_V A \left(\nabla \frac{M}{M_S} \right)^2 dr^3, \quad (1.21)$$

kde V je objem vzorku, A konstanta tuhosti výměny a M_S saturační hodnota magnetizace.

1.2.3 Energie dipólové interakce

Jedná se o dalekodosahovou interakci vztahující se na všechny magnetické dipóly v materiálu. Tyto dipóly generují demagnetizační magnetické pole H_d , které přispívá k vnitřnímu poli vzorku a interaguje s okolními dipóly. Jedná se vlastně o Zeemanovu energii, ale vztah musíme vynásobit faktorem $\frac{1}{2}$ z důvodu, že každý element s dipólovým momentem přispívá jako zdroj pole i jako zdroj momentu [3]:

$$E_d = -\frac{\mu_0}{2} \iiint_V \vec{M} \cdot \vec{H}_d d^3r. \quad (1.22)$$

1.2.4 Anizotropní energie

Uvažujeme-li mikroskopický objem krystalického materiálu, existuje preferovaný směr, do kterého se magnetizace M samovolně orientuje. Jedná se o takzvanou snadnou osu, jež vzniká na základě krystalové anizotropie plynoucí ze samotného uspořádání krystalu a tvarové anizotropie korespondující s tvarem vzorku. Osy, do kterých se magnetizace M samovolně nepřesměruje, jsou tzv. *tvrdé osy*. Pro změnu směru magnetizace M do *tvrdé osy* musí na vzorek působit externí pole ve směru této osy. Z tohoto předpokladu plyne, že anizotropní energie závisí na vzájemné orientaci magnetizace M a *snadné osy*, kterou vyjádříme ve tvaru [3]:

$$E_a = \iiint_V K_u \cdot \sin^2 \theta d^3r, \quad (1.23)$$

přičemž K_u zastupuje koeficient anizotropie a θ úhel, který svírají vektory magnetizace M a snadné osy.

1.2.5 Celková energie:

Celková energie systému je pak dána jako superpozice všech dílčích energií [4]:

$$E = \iiint_V \left(-\mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_{ext} + A \left(\nabla \frac{M}{M_S} \right)^2 - \frac{\mu_0}{2} \vec{M} \cdot \vec{H}_d + \iiint_V K_u \cdot \sin^2 \theta \right) d^3r. \quad (1.24)$$

Efektivní magnetické pole \vec{H}_{eff} pak lze vyjádřit rovnicí momentu sil [3, 4]:

$$\vec{M} \times \vec{H}_{eff} = 0. \quad (1.25)$$

Z této rovnice plyne vztah pro samotné efektivní pole \vec{H}_{eff} zahrnující všechny energetické vlivy prostředí [3, 4]:

$$\vec{H}_{eff} = \frac{2A}{\mu_0 M_S} \left(\nabla \frac{M}{M_S} \right)^2 - \frac{1}{\mu_0 M_S} \frac{\partial E_a}{\partial \left(\frac{M}{M_S} \right)} + H_d + H_{ext}. \quad (1.26)$$

1.3 Typy magnetických uspořádání

Materiály lze na základě jejich odezvy na externí magnetické pole rozčlenit na diamagnetické látky, paramagnetické látky, feromagnetické a antiferomagnetické látky.

1.3.1 Diamagnetické látky

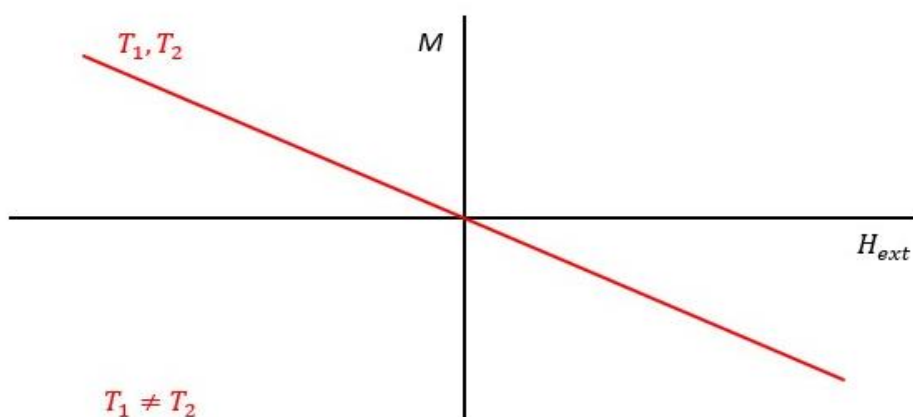
Aplikací vnějšího magnetického pole H_{ext} je v materiálu indukováno vnitřní magnetické pole mířící proti směru externího pole. Magnetizace M je pak antiparalelní a H_{ext} tím zeslabuje. Tento jev se nazývá *diamagnetismus* a do jisté míry se projevuje u všech materiálů. V případě že je látka z vnějšího magnetického pole odstraněna, indukované pole zaniká. Diamagnetismus je u některých materiálů v přítomnosti ostatních jevů téměř zanedbatelný, a proto diamagnetika lze nazvat pouze látky bez jiných magnetických vlastností, respektive takové látky, kde je tento jev dominantní.

Susceptibilita diamagnetik

Charakteristickou vlastností těchto látek je jejich teplotně nezávislá susceptibilita χ_{Dia} , jež je dána vztahem [2]:

$$\chi_{\text{Dia}} = -\frac{\mu_0 N e^2}{6m_e} \sum_i \langle r_i^2 \rangle, \quad (1.27)$$

kde N představuje počet elektronů, e náboj elektronu. Kvadrát střední hodnoty polohy i -tého elektronu $\langle r_i^2 \rangle$ je dán rozložením elektronů v materiálu. Ze vztahu (1.27) vyplývá, že susceptibilita je záporná a nezávislá na teplotě, potom i magnetizace diamagnetik nezávisí na teplotě. Závislost magnetizace na poli je znázorněna na obrázku 1.1.



Obrázek 1.1: Závislost magnetizace na vnějším magnetickém poli pro diamagnety

1.3.2 Paramagnetické látky

Paramagnetismus je patrný u materiálů skládajících se z atomů s nepárovými elektrony v atomárních orbitalech, což způsobuje, že výsledný lokální magnetický

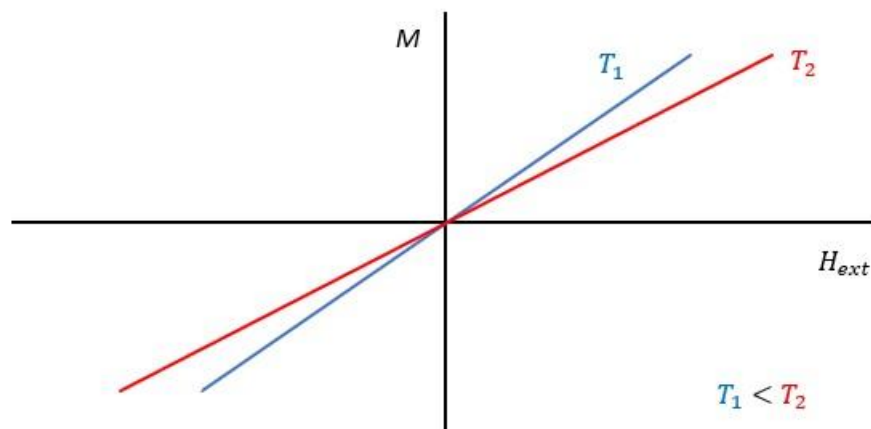
moment je nenulový. Magnetické momenty jednotlivých atomů na sebe slabě působí, ale jejich vektory mají náhodnou orientaci způsobenou teplotními fluktuacemi. Výsledkem tohoto jevu je, že celková magnetizace $M \approx 0$. Při umístění materiálu do externího magnetického pole H_{ext} jsou magnetické momenty atomů uspořádány paralelně s vnějším polem, aby byla Zeemanova složka energie E_Z minimální, což způsobí, že magnetizace $M \neq 0$. Magnetizace se vrátí na svou původní nulovou hodnotu vlivem odstranění H_{ext} , což způsobí návrat magnetických momentů atomů do chaotického uspořádání [3]. V paramagnetikách vyvolává vnější magnetické pole i diamagnetický jev, který lze vzhledem k paramagnetické odezvě látky zanedbat. Magnetizace paramagnetik je závislá na teplotě, jak je naznačeno na obrázku 1.2.

Susceptibilita paramagnetik

U paramagnetik magnetická susceptibilita χ_{Para} nabývá kladných hodnot. Je závislá na teplotě materiálu a řídí se *Curieovým zákonem*, přičemž pro slabá magnetická pole $\tanh\left(\frac{\mu_B}{k_B T}\right) \approx \frac{\mu_B}{k_B T}$ nabývá tvaru [2]:

$$\chi_{\text{Para}} = \frac{\mu_0 N \mu_B^2}{k_B} \frac{1}{T} = \frac{C}{T}, \quad (1.28)$$

kde μ_0 je permeabilita vakua, N počet nepárových elektronů, μ_B představuje Bohrov magneton, k_B je Boltzmannova konstanta ¹, T termodynamická teplota paramagnetika a C Curieova konstanta. Ze vztahu (1.28) lze usoudit, že susceptibilita χ_{Para} je nepřímo úměrná teplotě. Její obvyklá velikost nabývá hodnot v rozmezí $\chi_{\text{Para}} \approx 10^{-2} - 10^{-5}$.



Obrázek 1.2: Závislost magnetizace na vnějším magnetickém poli pro paramagnetické látky.

¹ $k_B = 1,380649 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$

1.3.3 Ferromagnetické látky

Charakteristickou vlastností ferromagnetických materiálů je nenulová magnetizace M bez působení externího pole H_{ext} . Magnetické momenty jednotlivých atomů jsou orientovány stejným směrem a vznikají tak makroskopické oblasti, tzv. *magnetické domény*. Ke vzniku domén dochází minimalizací všech složek energie E . Pokud by šlo pouze o minimalizaci energie výměnné interakce E_{ex} , které u feromagnetik odpovídá výměnná konstanta $J_{i,j} > 0$ zodpovědná za souhlasnou orientaci sousedních magnetických momentů, materiál by se skládal pouze z jedné domény přes celý vzorek, nicméně celková magnetická energie E by nebyla minimální. Uspořádání a velikost magnetických domén je tedy dána rovnováhou mezi dipólovou, výměnnou interakcí a anizotropní energií. Různé magnetické domény mají také i různé směry magnetických momentů. Při působení externího magnetického pole H_{ext} se domény vyrovnají ve směru jeho působení, a tím výsledná magnetizace nabývá vyšších hodnot než před jeho působením.

Susceptibilita feromagnetik

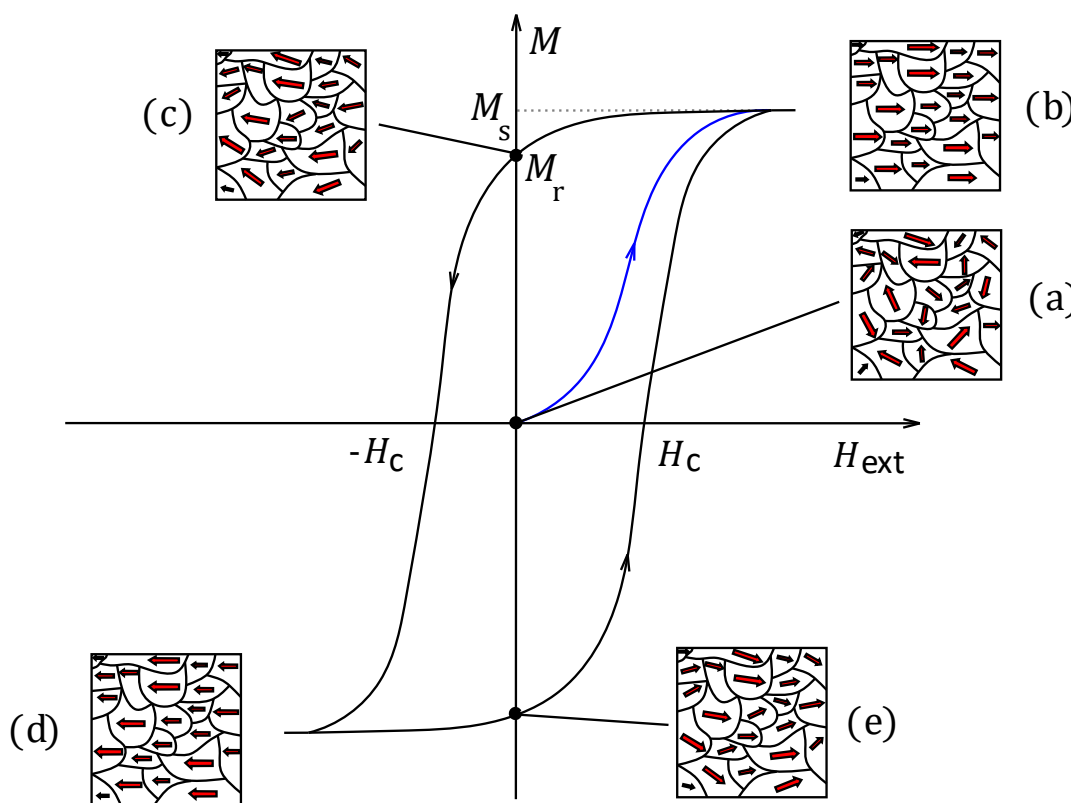
Magnetizace feromagnetik je extrémně teplotně závislá na základě tepelných fluktuací, které vedou k náhodné orientaci magnetických momentů. Při vystavení feromagnetika *Curieově teplotě* T_C dosahuje magnetizace M nulové hodnoty, dále pak pro teploty $T > T_C$ se feromagnetické uspořádání poruší a materiál přechází do paramagnetické fáze. Z toho plyne, že i magnetická susceptibilita feromagnetik χ_{Fero} je závislá na teplotě. Popisuje ji *Curieovo-Weissův zákon* nabývající tvar [3,2]:

$$\chi_{\text{Fero}} \propto \frac{1}{T - T_C}. \quad (1.29)$$

Hysterezní smyčky

Základní vlastnosti feromagnetik jsou spojeny s nelineární závislostí magnetizace M na vnějším magnetickém poli H_{ext} , kterou popisuje takzvaná *hysterezní smyčka*, jež poskytuje základní analýzu reakce materiálu na vnější magnetické pole. Klasická podoba hysterezní smyčky je patrná na obrázku 1.3. Tato smyčka začíná na hodnotě $H_{\text{ext}} = 0$ a $M = 0$, následně při rostoucím poli H_{ext} roste i magnetizace až do hodnoty tzv. *saturační magnetizace* M_S , ve které jsou všechny magnetické momenty domén vyrovnány s vnějším polem. Tato část se v hysterezní smyčce označuje jako *křivka prvotní magnetizace*, v obrázku 1.3 je značena modře. Následné ztlumení vnějšího magnetického pole až na nulovou hodnotu způsobí mírné vychýlení magnetických momentů domén ze směru H_{ext} , což je doprovázeno poklesem magnetizace na hodnotu *remanentní magnetizace* M_R . Aby byla magnetizace M opět snížena na nulu, je třeba aplikovat na vzorek magnetické pole o velikosti $-H_C$ v opačném směru. Tato hodnota se nazývá *koercitivita* a udává tzv. *magnetickou tvrdost*. Při dalším

zesilování reverzního magnetického pole H_{ext} dosáhne magnetizace M opět své saturevané hodnoty M_S v opačném směru. Při zesilování magnetického pole H_{ext} dostaneme spodní část hysterezní smyčky se stejným průběhem, čímž se křivka uzavře, nicméně zde figuruje záporná remanence M_R a kladná koercitivita H_C [3,2].



Obrázek 1.3: Hysterezní smyčka feromagnetu: (a) počáteční nemagnetický stav, (b) saturovaný stav odpovídající M_S , (c) remanentní stav odpovídající M_R , (d) saturovaný stav v opačném směru odpovídající $-M_S$, (e) remanentní stav v opačném stavu odpovídající $-M_R$.

1.3.4 Antiferomagnetické látky

Tyto látky jsou charakteristické svým antiferomagnetickým uspořádáním, které vyvolává výměnná interakce s výměnnou konstantou $J_{ij} < 0$, jejíž výsledkem je antiparalelní vzájemné uspořádání sousedních magnetických momentů. Struktura antiferomagnetika může být z pohledu magnetismu popsána jako superpozice dvou mřížkových subsystémů se vzájemnou opačnou orientací magnetických momentů [2]. Při absenci vnějšího magnetického pole H_{ext} se opačné magnetické momenty vyruší a celková magnetizace vzorku $M = 0$. Preferenční směr těchto momentů se nazývá *antiferomagnetická osa*.

Susceptibilita antiferomagnetik

Vlastnosti antiferomagnetik jsou rovněž závislé na teplotě. Po překročení kritické teploty, tzv. *Néelovy teploty* T_N ztrácí materiál svoje antiferomagnetické uspořádání vlivem termálních fluktuací a přejde v paramagnetikum. Velikost susceptibility antiferomagnetik je pro teploty $T < T_N$ závislá na směru působení vnějšího pole H_{ext} vůči antiferomagnetické ose. Pro případy, kdy je pole H_{ext} paralelní s antiferomagnetickou osou a teplota vzorku $T = 0$, nabývá susceptibilita $\chi_{\text{AF}\parallel}$ nulové hodnoty. Při zvyšování teploty se susceptibilita $\chi_{\text{AF}\parallel}$ zvyšuje až po Néelovu teplotu T_N . V případě, kdy je vzorek vystaven vnějšímu magnetickému poli H_{ext} kolmému k antiferomagnetické ose se magnetické momenty jednotlivých subsystémů mřížek mírně natočí ve směru působení externího pole, a tím vzroste magnetizace. Při zvyšování teploty narůstá také míra termálních fluktuací, které působí na magnetizaci každého subsystému mřížek, tudíž se vzájemně vyruší. Z tohoto plyne, že susceptibilita $\chi_{\text{AF}\perp}$ pro teploty $T < T_N$ je konstantní. Pro teploty $T > T_N$ je susceptibilita χ_{AF} dána Curieovým zákonem nabývajícím tvaru (1.28), pro teploty $T < T_N$ je susceptibilita $\chi_{\text{AF}\parallel,\perp}$ dána modifikací Curieova-Weissova zákona dle následujícího vztahu [2]:

$$\chi_{\text{AF}\parallel,\perp} \propto \frac{1}{T+T_N}. \quad (1.30)$$

2 Dynamika magnetizace a magnetické tlumení

V této kapitole bude objasněn pojem magnetického tlumení a popsán jeho mechanismus, rovněž tak i základní veličiny spjaté s touto problematikou.

2.1 Larmorova precese

Nejprve bude popsán pojem precese pro elementární případ odpovídající jednomu magnetickému momentu, následně pak bude precese zobecněna pro kontinuum magnetizace.

2.1.1 Elementární případ:

Pohybuje-li se elektron ve svém orbitalu, generuje tak orbitální magnetický moment popsáný vztahem (1.1) a (1.2). Pokud na $\vec{\mu}_{orb}$ působíme externím magnetickým polem \vec{H}_{ext} ve směru osy z, vzniká moment síly popsáný vztahem [3]:

$$\vec{\Gamma} = \mu_0 \vec{\mu}_{orb} \times \vec{H}_{ext}. \quad (2.1)$$

Z Newtonova zákona pak plyne, že moment síly lze vyjádřit jako $\Gamma = dL/dt$. S využitím následné substituce $L = \frac{\mu_{orb}}{\gamma}$ pak vzniká gyroskopická rovnice magnetického orbitálního momentu μ_{orb} [3]:

$$\frac{d\vec{\mu}_{orb}(t)}{dt} = \gamma \mu_0 \vec{\mu}_{orb} \times \vec{H}_{ext}. \quad (2.2)$$

Z vektorového součinu pak získáme tyto tři výsledky pro jednotlivé složky $\vec{\mu}_{orb}$:

$$\frac{d\mu_{orb,x}}{dt} = \gamma \mu_0 \mu_{orb,y} H_{ext,z}, \quad (2.3)$$

$$\frac{d\mu_{orb,y}}{dt} = -\gamma \mu_0 \mu_{orb,x} H_{ext,z}, \quad (2.4)$$

$$\frac{d\mu_{orb,z}}{dt} = 0. \quad (2.5)$$

Z těchto rovnic pak lze pozorovat časovou závislost všech složek vektoru μ_{orb} , jejíž velikost je pro průměty do osy x a y oscilující přitom co v ose z je konstantní. Po několika dalších krocích můžeme zapsat časovou závislost $\vec{\mu}_{orb}(t)$ jako [3]:

$$\vec{\mu}_{orb}(t) = (\mu_{orb} \sin \theta \sin(\omega_l t), \mu_{orb} \sin \theta \cos(\omega_l t), \mu_{orb} \cos \theta), \quad (2.6)$$

kde θ je úhel svírající $\vec{\mu}_{orb}$ a \vec{H}_{ext} , $\omega_l = \gamma \mu_0 H_{ext,z}$ je úhlová frekvence Larmorovy precese. Následně získáme Larmorovu frekvenci pro precesi orbitálního magnetického momentu [3]:

$$f_l = \frac{\omega_l}{2\pi} = \frac{\gamma\mu_0 H_{ext,z}}{2\pi}. \quad (2.7)$$

Pokud nedochází k žádným energetickým ztrátám, precese je konstantní a neustává, jedná se o ideální případ této situace. Pro reálný případ, při kterém dochází k energetickým ztrátám, je nutná formulace pohybové rovnice magnetismu, která bude objasněna v následujících kapitolách.

2.1.2 Precese pro kontinuum magnetizace

Nyní berme v potaz místo magnetického momentu magnetizaci \vec{M} , jež svírá s vnějším magnetickým polem \vec{H}_{ext} působícím ve směru osy z úhel θ . Analogicky jako v případě vztahu (1.29) vznikne gyroskopická rovnice pro magnetizaci \vec{M} popisující její precesi kolem vnějšího pole \vec{H}_{ext} [3, 4]:

$$\frac{d}{dt} \vec{M}(t) = \gamma\mu_0 (\vec{M}(t) \times \vec{H}(t)). \quad (2.8)$$

Z této rovnice lze opět ověřit že průmět velikosti magnetizace \vec{M} do osy x a y se mění a průmět v ose z je konstantní. Úhlová frekvence Larmorovy precese nabývá tvar [3, 4]:

$$f_L = \frac{\omega_L}{2\pi} = \frac{\gamma\mu_0 H_{ext,z}}{2\pi}, \quad (2.9)$$

a tudíž i frekvence Larmorovy precese bude totožná s elementárním případem a vztahem 2.7. Analogicky pro magnetizaci \vec{M} , v případě bez energetických ztrát je precese v čase konstantní, což je naznačeno na obrázku 2.1 a).

2.2 Magnetické tlumení

2.2.1 Landau-Lifšicova-Gilbertova rovnice

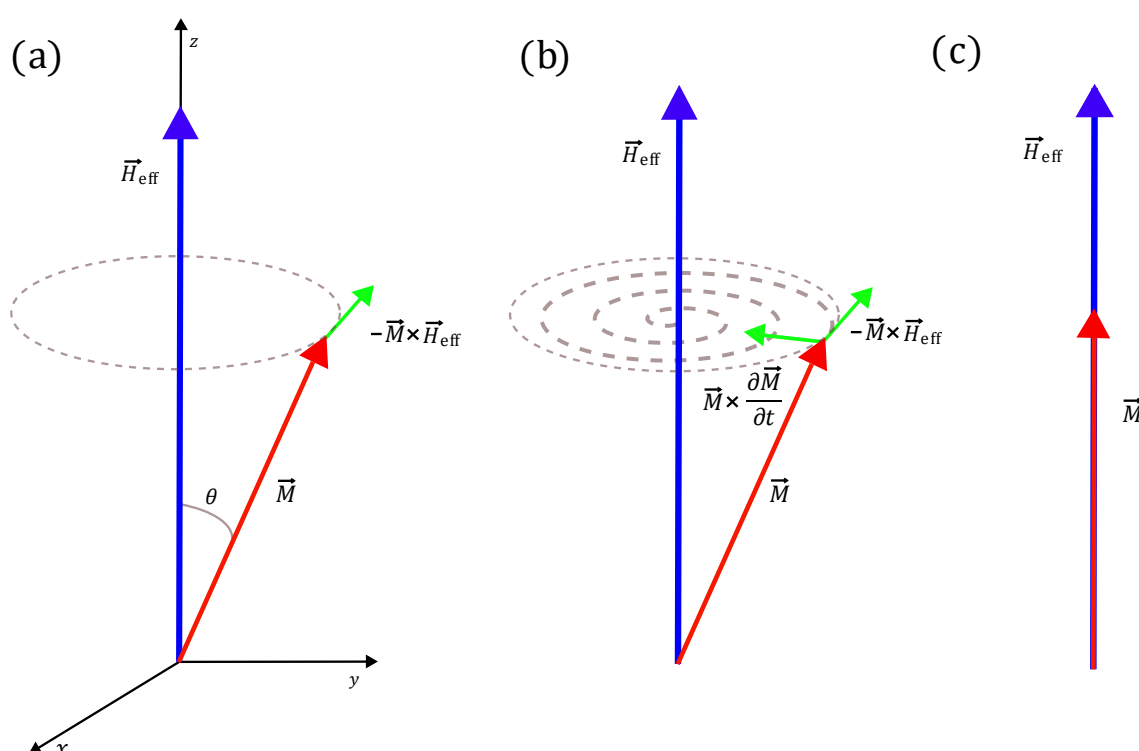
Bez energetických ztrát se magnetizace vzorku \vec{M} není schopna orientovat paralelně s vnějším magnetickým polem \vec{H}_{ext} a její precese kolem osy aplikovaného vnějšího pole je v čase neměnná. Tyto ztráty jsou reprezentovány pohybovou rovnicí magnetizace známé jako *Landau-Lifšicova-Gilbertova* rovnice [3]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma\mu_0 \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \left(\frac{\alpha}{M_s} \right) \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}, \quad (2.10)$$

ve které figuruje efektivní magnetické pole \vec{H}_{eff} vyjádřené vztahem 1.26, α je bezrozměrná materiálová konstanta představující Gilbertův tlumící parametr. γ zde zastupuje gyromagnetický poměr, pro který platí vztah $\gamma = g \frac{e}{2m_e}$, přičemž g je Landého faktor. Saturační magnetizace M_s je rovněž závislá na materiálu vzorku.

Mechanismus tlumení

Vezměme v potaz vzorek, jehož magnetizace \vec{M} má různou orientaci vzhledem k ose z. Působí-li vnější pole \vec{H}_{ext} , respektive \vec{H}_{eff} ve směru této osy, magnetizace \vec{M} začne kolem směru působení vnějšího pole konat precesi, jež po čase ustává, tudíž koná spirálovitý pohyb kolem osy z. Tento proces je znázorněn na obrázku 2.1 b). Pokud je konstanta $\alpha \ll 1$, precese je lehce tlumená a magnetizace vykoná mnoho otáček před úplným vyrovnaním do směru působení vnějšího pole, tedy do rovnovážného stavu. V případě $\alpha \gg 1$ je systém přetlumený a paralelní vyrovnaní znázorněné na obrázku 2.1 c) může nastat poměrně rychle. Obvyklá hodnota konstanty je $\alpha = 0,01$.



Obrázek 2.1: a) Precese magnetizace bez tlumení, b) Precese magnetizace s tlumením, c) Rovnovážný stav. Znázorněné výchylky jsou schematické, ve skutečnosti bývají velmi malé.

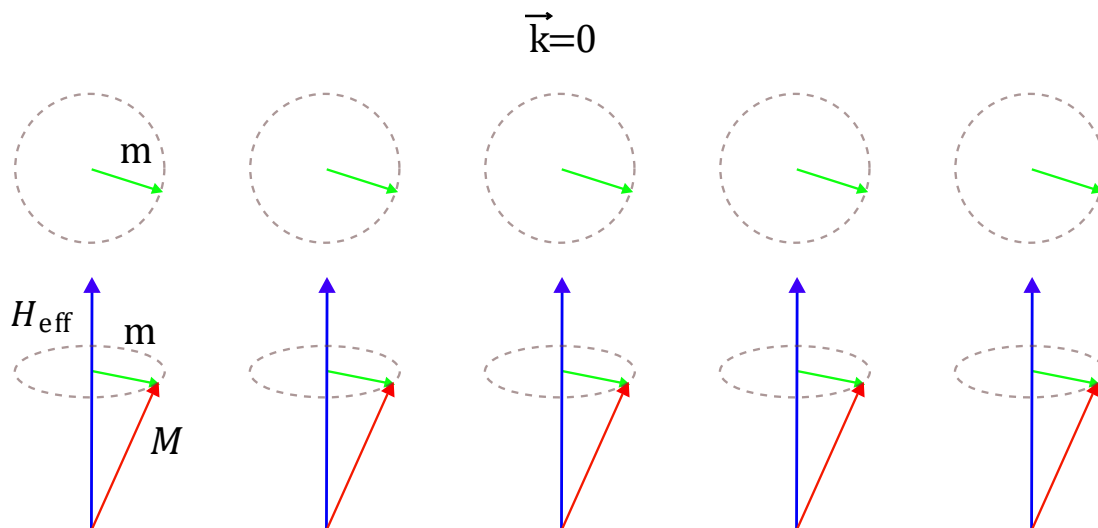
2.3 Feromagnetická rezonance

Pro měření feromagnetické rezonance, neboli FMR¹, je zapotřebí, aby byl vzorek feromagnetický. Na vzorek je aplikováno vnější magnetické pole H_{ext} . Ve směru tohoto pole je pak vyslána vysokofrekvenční elektromagnetická vlna, která generuje excitační magnetické pole h kolmé na H_{ext} . Rezonance nastává právě tehdy, když je frekvence elektromagnetické vlny totožná s precesní frekvencí magnetických momentů, respektive magnetizace. Magnetizace začne konat precesi s rezonanční frekvencí tím, že absorbuje výkon z elektromagnetické vlny. Vzorkem se tedy šíří spinové vlny s nekonečnou vlnovou délkou. To znamená, že magnetizace v celém vzorku koná uniformní precesi se stejnou fází a amplitudou [4,6]. Uniformní precese je naznačena na obrázku 2.2. Rezonanční frekvenci definuje Kittelova rovnice. Z experimentů bylo zjištěno, že je vyšší než Larmorova frekvence f_L [6]. Rezonanční frekvence je dána tímto vztahem:

$$f_{\text{FMR}} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(B_{\text{ext}} + B_0)(B_{\text{ext}} + B_0 + \mu_0 M_S)}, \quad (2.11)$$

kde γ je gyromagnetický poměr, B_{ext} externí magnetické pole a B_0 pole tvořené příspěvky efektivního pole, dále zde figuruje saturační magnetizace M_S .

Obvykle je FMR realizována v rezonančních kavitách, kde jsou elektromagnetické vlny přiváděny na vzorek pomocí koplanárního vlnovodu, více o této technice v kapitole 6.1.3.



Obrázek 2.2: Magnetizace konající uniformní precesi se stejnou fází a amplitudou (FMR).

¹ Ferromagnetic resonance

2.4 Spinové vlny

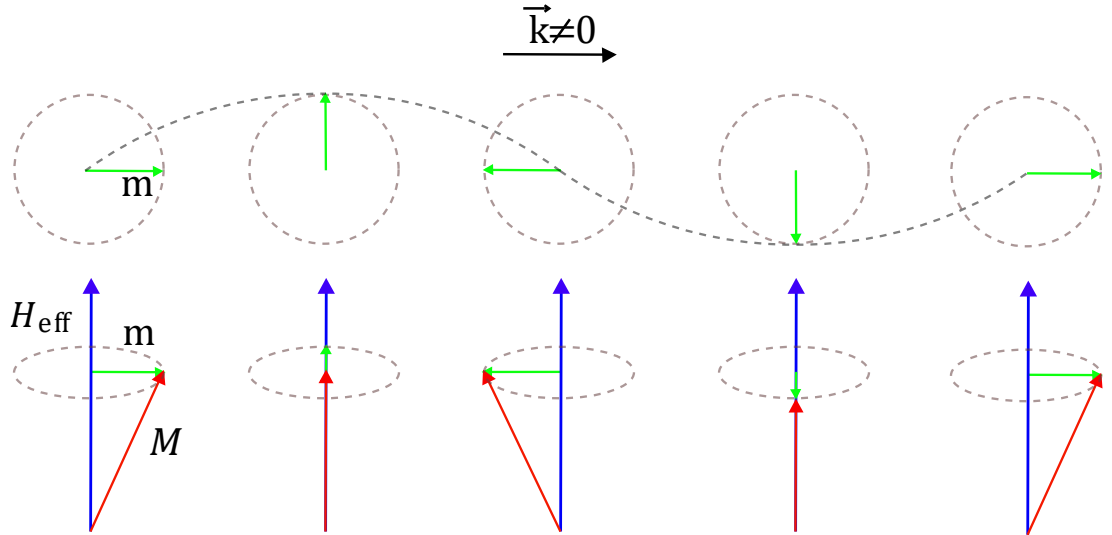
Nyní se budeme zabývat buzením spinových vln, jež poskytují prostorový a časový průběh rozdělení magnetizace magnetického vzorku za podmínky, že velikost vektoru magnetizace \vec{M} je konstantní. Mějme tedy saturovaný magnetický vzorek externím magnetickým polem \vec{H}_{ext} při teplotě $T \ll T_C$. Dynamika vektoru magnetizace \vec{M} je pak popsána *Landau-Lifšicovou* rovnicí [4]:

$$-\frac{1}{\gamma} \frac{d}{dt} \vec{M} = \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}, \quad (2.12)$$

kde γ je gyromagnetický poměr, \vec{M} celková magnetizace vyjádřená jako $\vec{M} = \vec{M}_S + \vec{m}(\vec{r}, t)$, přičemž \vec{M}_S je vektor saturační magnetizace a $\vec{m}(\vec{r}, t)$ proměnlivá magnetizace. V případě, kdy úhel precese magnetizace je malý, je také amplituda proměnlivé magnetizace menší v porovnání se saturační magnetizací \vec{M}_S , lze vyjádřit proměnlivou magnetizaci $\vec{m}(\vec{r}, t)$ jako sadu rovinných vln magnetizace, které nazveme *spinovými vlnami* [4]:

$$\vec{m}(\vec{r}, t) = \sum_k m_k(t) e^{i\vec{k}\vec{r}}, \quad (2.13)$$

kde \vec{k} představuje vlnový vektor a $m_k(t)$ označuje jednotlivé časově závislé vektory magnetizace. Celý proces je znázorněn na obrázku 2.3.



Obrázek 2.3: Šířící se spinová vlna.

3 Příspěvky magnetického tlumení

Mechanismy magnetického tlumení se dají rozdělit na dvě kategorie, a to vnitřní příspěvky (neodstranitelné) a vnější příspěvky (odstranitelné) magnetického tlumení. I přes to, že procesy energetické disipace u feromagnetů jsou značně složité, lze je jednoduše popsat tlumícím parametrem α . Míru magnetického tlumení, respektive konstantu α , jsme schopni extrahovat na základě šířky rezonanční čáry při měření feromagnetické rezonance (FMR), která bude rozebrána později. Gilbertovu tlumící konstantu lze tedy vyjádřit ze vztahu [6]:

$$\Delta B(f) = \left(\frac{2\pi}{\gamma}\right) 2\alpha f + \Delta B_0, \quad (3.1)$$

kde $\Delta B(f)$ je šířka rezonanční čáry, f představuje frekvenci mikrovln, γ gyromagnetický poměr a ΔB_0 nehomogenní rozšiřující konstantu. V následujících podkapitolách se budeme věnovat příspěvkům magnetického tlumení a jejich modulaci.

3.1 Vnitřní příspěvky magnetického tlumení

Vnitřní efekty způsobují magnetické tlumení i v případě feromagnetických materiálů s dokonalou krystalovou strukturou. Proces magnetické relaxace zahrnuje elektronový rozptyl fononů a tepelně excitovaných magnonů jako zdroj vnitřního příspěvku magnetického tlumení [6].

3.1.1 Spin-Orbitální interakce

Elektrony v atomech mají definovaný jak průmět orbitálního momentu hybnosti L_z , tak průmět spinového momentu hybnosti S_z . Pro případ spin-orbitální interakce jsou jejich individuální průměty nahrazeny celkovým průmětem momentu hybnosti do osy z , $J_z = L_z + S_z$. Během precese magnetizace mohou jednotlivé složky celkového momentu hybnosti elektronu měnit tento moment, přičemž \vec{J} koná precesi kolem externího magnetického pole \vec{H}_{ext} v ose z s konstantní velikostí J_z . Nicméně průměty orbitálního momentu hybnosti L_z a spinového momentu hybnosti S_z na sebe vlivem vzájemného nevyrovnání začnou působit, čímž se mění velikost průmětu J_z [6].

Při měření feromagnetické rezonance jsou spiny vybudzeny do excitovaných energiových stavů, přičemž orbitální momenty hybnosti zůstávají v základních stavech. Důsledkem toho je energie ze spinů při precesi \vec{J} přečerpána do orbitálního momentu hybnosti. Tento proces je obvykle přerušen rozptylem elektronů na mřížce, odebrání energie elektronu zanechá orbitální moment hybnosti na nižších energetických hladinách, nicméně nepůsobí na spinový moment hybnosti. Tím pádem nejprve dochází k excitaci orbitálních momentů hybnosti na vyšší energie vlivem spinových momentů hybnosti kvůli spin orbitální interakci, a pak je energie vlivem srážek rozptýlena do mřížky [7,8].

3.1.2 Kamberského model

V roce 1976 byl V. Kamberským vyvinut model Gilbertova tlumení ve feromagnetických kovech vycházející ze spin-orbitálního rozptylu elektronů v pásech [6]. Tento model je popsán vztahem [7,1]:

$$\alpha_{\text{int}} = \frac{1}{\gamma M_S} \frac{\mu_B D(E_F)(g-2)^2}{\tau}, \quad (3.2)$$

kde γ je gyromagnetický poměr, M_S saturační magnetizace, μ_B Bohrov magneton, $D(E_F)$ zde figuruje jako hustota stavů na Fermiho mezi a g je Landého g-faktor. τ pak představuje relaxační čas rozptylu momentu elektronu.

3.1.3 Phonon drag

Další mechanismus magnetického tlumení je fonon-magnonový rozptyl. Tento mechanismus byl objeven roku 1998 Shulem [10], spočívá v relaxaci magnonů¹ rozptylem na fononech, ale týká se pouze oblastí o malých rozměrech, kde je magnetizace a mechanické napětí v mřížce homogenní.

3.1.4 Vířivé proudy

Při měření feromagnetické rezonance jsou tyto proudy indukovány jak ve vodivých feromagnetických materiálech, tak i v koplanárním vlnovodu. Magnetizace konající precesi indukuje proud, který následně indukuje magnetické pole antiparalelní vůči magnetickému poli, jež indukci proudu způsobilo (Lenzův zákon) [6]. Disipace vířivými proudy ve vzorku a tok energie z vlnovodu dává za vznik dvou příspěvků k magnetickému tlumení, a to tlumení vířivými proudy ve vzorku α_{eddy} , a tlumení vířivými proudy ve vlnovodu α_0^{rad} , tedy radiační tlumení [11].

Tlumení vířivými proudy ve vzorku

Energie je u tohoto mechanismu odváděna disipací vířivými proudy, tudíž tlumení je závislé na rezistivitě vzorku ρ . Čím vyšší je rezistivita, tím menší je příspěvek magnetického tlumení [10]. Příspěvky tohoto tlumení začínají být podstatné u vzorků, jejichž tloušťka vrstvy je větší nebo podobná takzvané skinové tloušťce, neboli hloubce pod povrchem vodiče, ve které nabývá hustota proudu hodnoty $\frac{1}{e} \approx 37\%$ proudové hustoty na povrchu vodiče (Vlivem tzv. skinového jevu je hustota proudu na povrchu nejvyšší, s hloubkou exponenciálně klesá) [6]. Pro vzorky s tloušťkou feromagnetické vrstvy d lze tento příspěvek tlumení zapsat jako [10]:

$$\alpha_{\text{eddy}} = \frac{c}{16} \frac{\gamma \mu_0^2 M_S d^2}{\rho}, \quad (3.2)$$

¹ Magnon je kvazičástice, kolektivní oslciace spinů elektronů.

přičemž $C \in \langle 0,1 \rangle$ je konstanta rozložení nejednotných vířivých proudů. Jak je z rovnice zřetelné, α_{eddy} závisí na kvadrátu tloušťky vrstvy, tudíž pro velmi tenké vrstvy je značně nízké a téměř zanedbatelné.

Radiační tlumení

Nyní berme v potaz vzorek o délce l a tloušťkou feromagnetické vrstvy δ . Je položen na centrálním vodiči komplanárního vlnovodu s šířkou w , mezi vzorkem a vlnovodem je kapsa o tloušťce d . Poté co je kolmo na rovinu vzorku přivedeno vnější magnetické pole \vec{H}_{ext} , komponenta M_x magnetizace konající precesi dá za vznik indukovanému magnetickému poli \vec{B} . Indukované magnetické pole vzniká i kolem vodiče vlnovodu vlivem excitačního proudu I protékajícího touto částí vlnovodu. To může způsobit vznik kolmých spinových vln (PSSW). Precese komponent magnetizace opět generuje magnetický tok kolem centrálního vodiče vlnovodu, což vede k energetické disipaci, kterou lze vyjádřit jako [10]:

$$P = \frac{\omega^2}{2Z_0} (\chi I \tilde{L})^2, \quad (3.3)$$

kde ω je úhlová precesní frekvence magnetizace, Z_0 impedance vlnovodu, χ susceptibilita, I excitační proud a \tilde{L} indukčnost závisující na rozměrech. Potom lze říct, že celkový příspěvek k magnetickému tlumení je dán tokem energie ze vzorku do vlnovodu, což lze vyjádřit vztahem [10]:

$$\alpha_{\text{rad}} \cong \frac{\eta \gamma M_s \mu_0^2 \delta l}{2Z_0 W}, \quad (3.4)$$

přičemž η je bezrozměrná konstanta odpovídající aktuálnímu profilu modu ve vzorku a M_s saturační magnetizace. Ze vzorce je zřetelné, že radiační tlumení je silně závislé na rozměrech vzorku a vlnovodu, oproti tomu není závislé na vodivosti feromagnetu (feromagnetické vrstvy) [11], tudíž je tento mechanismus platný i u feromagnetických nevodičů. Tento příspěvek je nezávislý na vnějších podmínkách, tedy je neodstranitelný, a však vzniká pouze na základě přítomnosti vlnovodu. Jeho příspěvek do celkového tlumení je značně vysoký, a to především u tenkých vrstev kde představuje přes 50 % celkového tlumení. Lze jej odstranit vhodnou volbou distanční vrstvy mezi vlnovodem a samotným vzorkem [1].

3.2 Vnější příspěvky magnetického tlumení

V této sekci bude věnována pozornost vnějším příspěvkům tlumení. Tyto příspěvky bývají předmětem velkého zájmu z důvodu jejich možné modulace přípravou vzorku. Správná příprava vzorku může vést k podstatnému snížení vnějších zdrojů magnetického tlumení, což je indikováno extrémně tenkou rezonanční čarou při měření FMR.

3.2.1 Dvouvagnonový rozptyl

Tento efekt je silně závislý na hustotě defektů ve zkoumaném materiálu, a to z důvodu interakce dvou magnonů na těchto místech mřížky. Jev je pozorovatelný při měření FMR, kdy na magnetizaci konající precesi dopadá elektromagnetická vlna, jejíž frekvence je totožná s Larmorovou frekvencí (frekvence precese magnetizace) [6]. Režim konající sjednocenou precesi ($k = 0$) se rozptyluje na režimech konajících nejednotnou precesi, neboli spinových vlnách ($k \neq 0$), které jsou přítomny v materiálu vlivem nehomogenit [12]. Vzhledem k zachování energie se může rezonanční mód rozptýlit pouze do spinových vln o stejné frekvenci. Magnetická excitace se zde neztrácí, energie je spíše přemístěna do ostatních módů, což vede ke ztrátě rezonanční frekvence. Pro dosažení rovnováhy je energie odvedena do mřížky [13]. Z tohoto tedy plyne, že dvouvagnonový rozptyl je proces, při kterém dvě spinové vlny interagují na poruchovém místě krystalické mřížky, a přenáší energii jak mezi sebou, tak mezi mřížkou.

3.2.2 Magnetická nehomogenita

V případě, kdy lokální magnetická pole převyšují interakční magnetická pole, superpozice lokálních rezonancí zastiňují tloušťku FMR čáry. Přítomnost magnetické nehomogenity způsobuje nenulovou tloušťku čáry $\Delta B(0)$ feromagnetické rezonance při nulové rezonanční frekvenci.

3.2.3 Spin pumping

U multivrstev sestávajících z tenkých vrstev byl pozorován u ostrých přechodů mezi jednotlivými vrstvami větší výskyt srážek magnonů s volnými elektrony [14]. Toto způsobuje vznik tlumení na základě rozdílu momentů elektronů se spinem s orientací nahoru a s opačnou orientací na Fermiho hladině nemagnetické vrstvy. Zde povrch působí jako zdroj momentu, který umožňuje překlenout bariéru mezi orientací spinu nahoru a dolů. Při každé srážce magnonu s vodivostním elektronem dochází k takzvanému spin-flip procesu (procesu, u kterého se spin přeorientuje) přičemž se zachovává moment hybnosti [14]. Z toho plyne že, magnetické tlumení související s tímto procesem závisí na počtu magnonů ve feromagnetické vrstvě. Mechanismus spin-pumpingu zvyšuje tlumení tím, že převádí spinový moment hybnosti z feromagnetu do povrchu nemagnetické vrstvy, kde potom dochází k disipaci na základě spin orbitálního mechanismu [15]. Míra, jakou je spin odváděn z feromagnetu, je dána reflektivitou a transmisivitou rozhraní [16], což je dáno elektronovou strukturou, tedy velikostí spin orbitální interakce a možností spin-flip mechanismu v nemagnetické vrstvě. Tyto parametry splňuje celá řada těžkých kovů, jako je například platina.

Příspěvek tlumení důsledkem spin pumpingu do celé tlumící konstanty je inverzně závislý na tloušťce feromagnetické vrstvy a je popsán tímto vztahem [15]:

$$\alpha_{sp} \cong \alpha_0 + \frac{\alpha_{FM/NM}}{d_{FM}}, \quad (3.5)$$

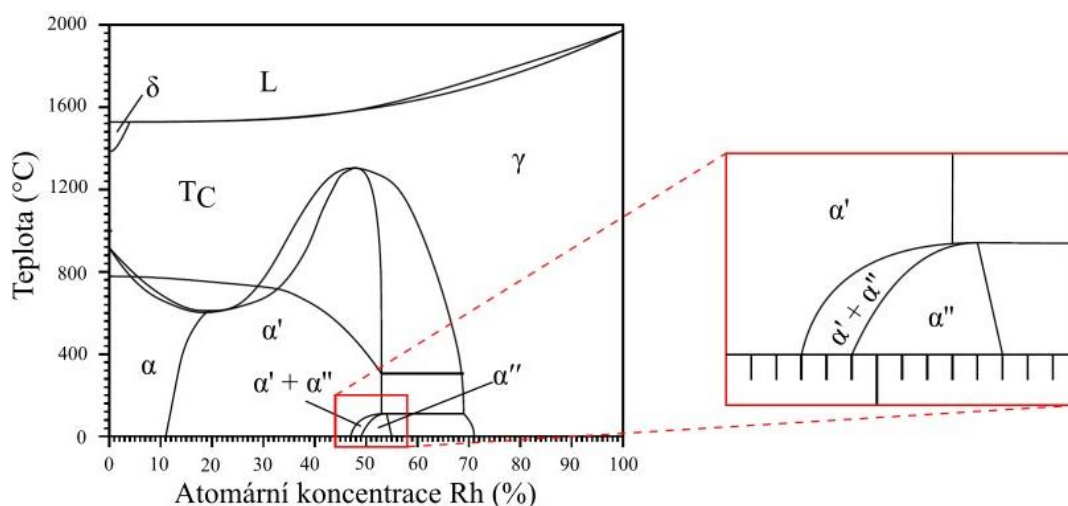
kde α_0 je objemový příspěvek magnetického tlumení feromagnetické vrstvy a $\alpha_{FM/NM}$ je příspěvek z rozhraní feromagnetické a nemagnetické vrstvy, d_{FM} je tloušťka feromagnetické vrstvy.

4 Železo-Rhodium a tlumení u tenkých vrstev

Ve slitině FeRh dochází k fázovému přechodu při změně z pokojové teploty $T_P = 293\text{ K}$ na teplotu přechodu $T_{AF-FE} = 370\text{ K}$, a to z antiferomagnetické (AF) na feromagnetickou (FM) fázi [17], čímž lze tuto slitinu charakterizovat jako metamagnetickou. Teplotní hystereze při přechodu z feromagnetické do antiferomagnetické fáze odpovídá $T_H \approx 10\text{ K}$. Fázová přeměna je doprovázena nárustem objemu asi o 1 % – 2 % a poklesem rezistivity [18]. Další z mnoha zajímavých vlastností je možnost regulace teploty fázového přechodu T_{AF-FM} , což bude předmětem následujících podkapitol.

4.1 Krystalická struktura a fázový diagram Fe-Rh

Nejprve bude definován a popsán fázový diagram, se kterým je spojena krystalová struktura slitin Fe-Rh. Rovnovážný stav slitiny je závislý na teplotě a procentuálním poměru hmotnosti Fe ku Rh. Tuto závislost zachycuje fázový diagram na obrázku 4.1.



Obr. 4.1: Fázový diagram slitiny FeRh, kde L představuje taveninu, δ vysokoteplotní BCC¹ fázi, γ FCC² fázi, α nízkoteplotní BCC fázi, α' feromagnetickou BCC fázi a α'' antiferomagnetickou BCC fázi. Převzato a upraveno z [19].

4.1.1 Fázový přechod

Metamagnetický fázový přechod vyskytující se v oblasti s hmotnostní koncentrací Rh 48 % – 54 % odpovídá přechodu z AF fáze α'' přes tuhou fázi $\alpha'' + \alpha'$ do FM fáze α' . Z pohledu krystalografického uspořádání mají fáze α' a α'' totožnou prostorově centrovanou kubickou mřížku, jež může být tvořena spojením dvou jednoduchých kubických mřížek (SC³) [19], přičemž každá SC mřížka je

¹ Body centered cubic (kubická prostorově centrovaná)

² Face centered cubic (kubická plošně centrovaná)

³ Simple cubic (jednoduchá kubická)

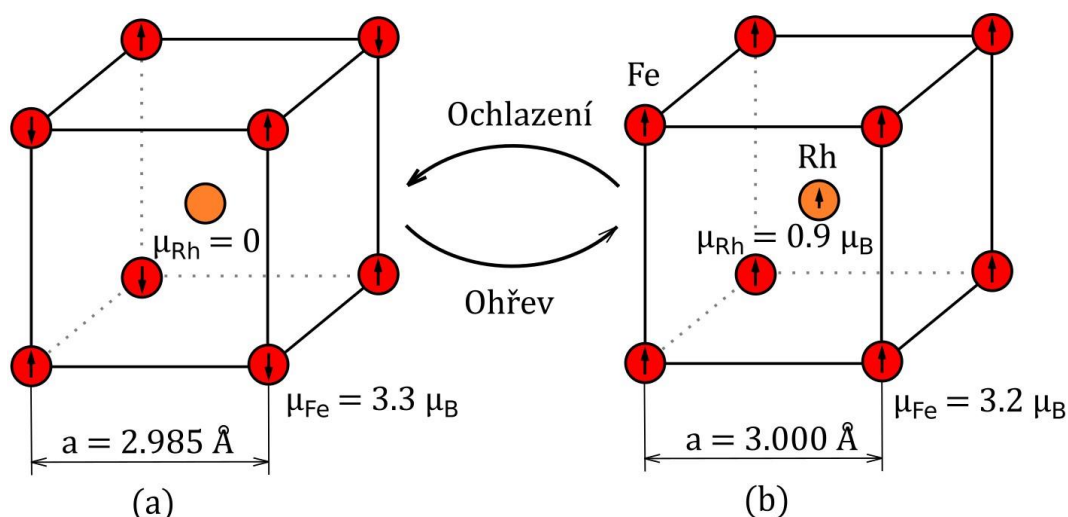
tvořena atomy jednoho z prvků, jak je znázorněno na obr. 4.2. Atomy Fe se nachází na pozicích $[000]$, atomy Rh na pozicích $\left[\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2}\right]$, čímž tvoří dvouatomární bázi této mřížky [20]. Fázovou přeměnou z AF do FM fáze dochází ke změně mřížkového parametru, a to z $a = 2.985 \text{ \AA}$ pro AF fázi na $a = 3.000 \text{ \AA}$ po přechodu na FM fázi [21].

4.1.2 Uspořádání magnetických momentů

U AF fáze nabývají atomy Fe antiparalelního uspořádání sousedních magnetických momentů o velikosti $\mu_{\text{Fe,AF}} = 3.3 \mu_B$, přičemž atomy Rh nevykazují žádný magnetický moment. Oproti tomu je uspořádání magnetických momentů atomů Fe a indukovaných magnetických momentů atomů Rh ve FM fázi souhlasné, kterým odpovídají velikosti $\mu_{\text{Fe,FM}} = 3.2 \mu_B$ a $\mu_{\text{Rh,FM}} = 0.9 \mu_B$ [22]. Tato uspořádání jsou naznačena na obrázku 4.2.

4.1.3 Regulace teploty fázového přechodu z AF do FM fáze:

Teplota, při které dochází k metamagnetickému fázovému přechodu je ovlivněna především hmotnostním poměrem výskytu obou prvků ve slitině. Rovněž ji lze regulovat na základě fixace mřížkového parametru FeRh, který je různý pro jednotlivé fáze. Toho lze docílit dopováním atomy různých prvků o rozdílné velikosti vůči jednotlivým atomům slitiny FeRh. Například lze dopováním atomy Ir (iridium) a Pt (platina), které jsou oproti atomům FeRh větší, snížit velikost mřížkového parametru a , což by odpovídalo preferenci AF fáze a vedlo ke zvýšení teploty fázového přechodu. Naopak dopováním atomy Pd (palladium) a Ni (Nikl), které jsou menší oproti atomům FeRh, dochází ke zvětšení mřížkového parametru a , jehož velikost odpovídá mřížkovému parametru FM fáze. Tímto mechanismem je pak docíleno snížení teploty metamagnetického přechodu [23].



Obrázek 4.2: Přechod z FM uspořádání (a) na AF uspořádání (b) při změně teploty.

Snížení teploty AF-FM přechodu lze také docílit působením vnějšího magnetického pole, které upřednostňuje FM fázi [22].

4.2 Tenké vrstvy s nízkým magnetickým tlumením

Magnetické tlumení v tenkých vrstvách je charakterizováno Gilbertovou konstantou α , která figuruje jako tlumicí konstanta v LLG rovnici. Konstantu α lze získat z měření pomocí ferromagnetické rezonance (FMR) na těchto vrstvách.

4.2.1 Materiály s nízkým magnetickým tlumením

K výrobě spintronických zařízení s nízkým magnetickým tlumením je zapotřebí užít materiály s nízkou konstantou α .

Yttrium iron garnet

Granát yttria-železa (YIG) je slibný materiál s nízkou Gilbertovou konstantou v rozsahu $\alpha = 6 \cdot 10^{-4} - 9 \cdot 10^{-5}$ [24,25]. I přes jeho nízkou tlumicí konstantu je integrace magnetických oxidů do stávajících spintronických technologií poměrně složitá, protože se nejedná o vodiče.

Železo-kobalt

U tenkých vrstev polykrystalického $\text{Fe}_{100-x}\text{Co}_x$ bylo zjištěno, že slitiny se složením $\text{Fe}_{75}\text{Co}_{25}$ mají nízký tlumicí faktor [26]. Následně byly provedeny nové experimenty s epitaxními vrstvami $\text{Fe}_{75}\text{Co}_{25}$, jež vykazovaly nižší tlumení než polykrystalické vrstvy, a to s odpovídající Gilbertovou konstantou $\alpha = 7.1 \cdot 10^{-4}$ [27]. Tyto studie prokázaly, že tenké vrstvy slitin bohatých na železo by mohly být správnou cestou pro kovové materiály s nízkým magnetickým tlumením uplatnitelné ve spintronice.

Dalším slibným materiálem jsou slitiny $\text{Fe}_{100-x}\text{Rh}_x$, u kterých lze fázového metamagnetického přechodu dosáhnout mechanismy popsány v předcházející kapitole [23]. Rovněž lze fázový přechod indukovat mechanickým napětím [28] nebo elektrickým proudem [29]. Z pohledu chemických vlastností Rh patří do stejné skupiny jako Co v periodické tabulce prvků, z čehož vyplývá, že vlastnosti magnetického tlumení by mohly být podobné jako u slitin $\text{Fe}_{100-x}\text{Co}_x$.

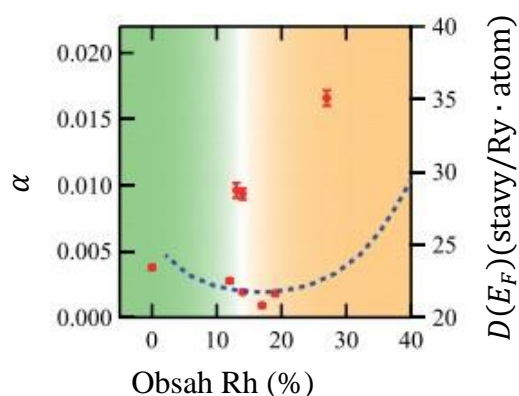
4.2.2 Magnetické tlumení slitin Fe-Rh

Ve studii T. Usamiho a kol. [1] bylo magnetické tlumení zkoumáno ve vzorcích slitiny $\text{Fe}_{100-x}\text{Rh}_x$ s obsahem rhodia v rozmezí $x \in (0; 27)$, přičemž minimální Gilbertovy konstanty bylo dosaženo při obsahu Rh $x = 20$, nabývající hodnot $\alpha = (9 \pm 1) \cdot 10^{-4}$ [1], jak je patrné z grafu obrázku 4.3. Tato hodnota je srovnatelná s velikostí tlumení pro $\text{Fe}_{75}\text{Co}_{25}$ [27]. Volba této specifické stechiometrie byla uskutečněna na základě závislosti vnitřního příspěvku magnetického tlumení α_{int} na hustotě stavů na Fermiho hladině. Hustotu stavů na Fermiho hladině slitiny $\text{Fe}_{100-x}\text{Rh}_x$ vypočítal Jeziersky [30] a její průběh je znázorněn čárkovanou čarou v grafu na obrázku 4.3.

Tento experiment byl uskutečněn na vzorcích s epitaxními vrstvami slitiny $\text{Fe}_{100-x}\text{Rh}_x$ o tloušťce 30 nm na substrátech MgO(001). Pro růst tenkých vrstev

byla využita epitaxe z molekulárních svazků (MBE¹) při 500 °C a následné žhání na 620 °C. Pro zamezení oxidace byl vzorek doplněn o krycí vrstvu Rh tlustou 3 nm.

Feromagnetická rezonance byla proměřena pomocí vektorového síťového analyzátoru a koplanárního vlnovodu, jehož princip bude objasněn v následující kapitole. Frekvenční rozsah vstupních vln činí 0 – 20 GHz, přičemž externí magnetické pole bylo aplikováno v rovině vzorku podél snadné osy FeRh, a to v rozmezí 0 – 0,278 T. V této práci byla použita totožná technika feromagnetické rezonance, nicméně frekvenční rozsahy a velikosti polí se různí.



Obrázek 4.3: Závislost celkového tlumení a hustoty stavů na obsahu Rh ve slitině FeRh, převzato a upraveno z [1].

¹ Molecular beam epitaxy

5 Experiment

V této kapitole jsou popsány experimentální techniky pro výrobu a analýzu vzorků.

5.1 Experimentální techniky

Tato kapitola stručně shrnuje všechny použité experimentální techniky užívané v této práci, a to magnetronové naprašování, vibrační magnetometrii a feromagnetickou rezonanci.

5.1.1 Magnetronové naprašování

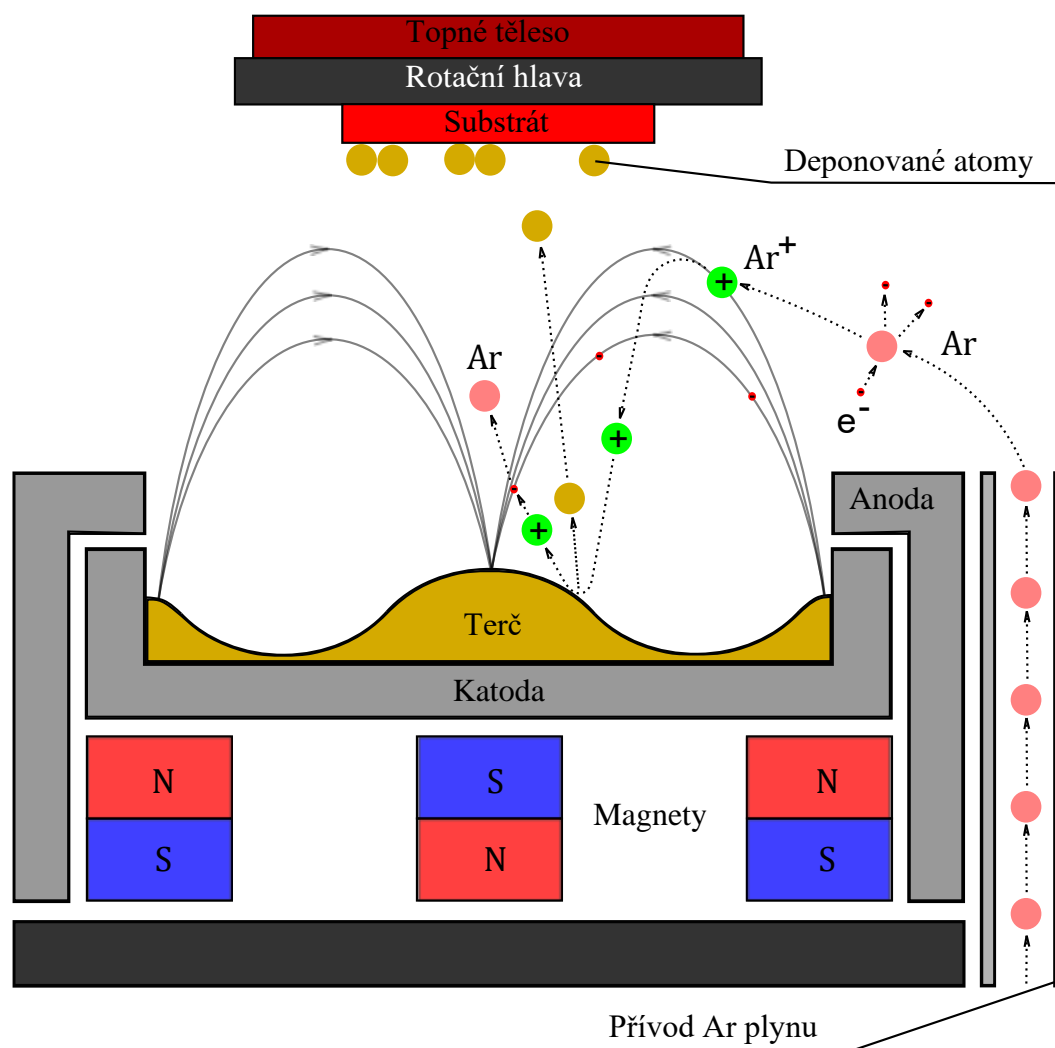
Jedná se o druh technologie spočívající v takzvané *fyzikální depozici z plynné fáze*, neboli PVD¹, jež slouží k depozici materiálu na substrát. Tímto způsobem lze připravovat různé materiály v širokém spektru tloušťek a různých stechiometrických konfigurací, rovněž tak i multivrstvy. Výhodou této metody je vysoká adheze deponovaného materiálu na substrát doprovázená vysokou homogenitou nadeponované vrstvy [31]. Pro dosažení vysoké čistoty nadeponované vrstvy je zapotřebí provádět celý proces depozice ve velmi vysokém vakuu (UHV²). Schéma aparatury pro magnetronové naprašování je naznačeno na obrázku 5.1.

Tento proces spočívá nejprve ve vytvoření plazmy, což je dosaženo pomocí zažehnutí výboje a následné regulace napětí mezi katodou a anodou v hlavní komoře. Plazma zvyšuje frekvenci srážek volných elektronů (na obrázku 5.1 značeny červeně) s atomy inertního plynu. V našem případě je do komory zaváděn plyn argonu (na obrázku 5.1 značen růžově) [32], kterému je srážkami s volnými elektrony vyražen elektron z vnější slupky, tudíž vzniká kation Ar^+ (na obrázku 5.1 značen zeleně). Následně je kation argonu urychlen záporně nabitou katodou pod terčem z deponovaného materiálu (na obrázku 5.1 značen zlatě). Vyražené atomy terče se přichytí na substrátu, což vede k růstu vrstvy, tedy depozici. Po srážce kationu Ar^+ s terčem může kation snadno přijmout elektron a celý proces se opakuje.

Pro zvýšení efektivity naprašování je kolem terče generováno magnetické pole pomocí magnetů umístěných pod katodou. Toto pole nutí elektrony koncentrovat se v oblasti nad terčem, a způsobuje tím častější srážky s atomy argonu, což vede ke zvýšení rychlosti depozice. Zároveň není substrát přehříván dopadajícími volnými elektrony.

¹ Physical vapor deposition

² Ultra high vacuum

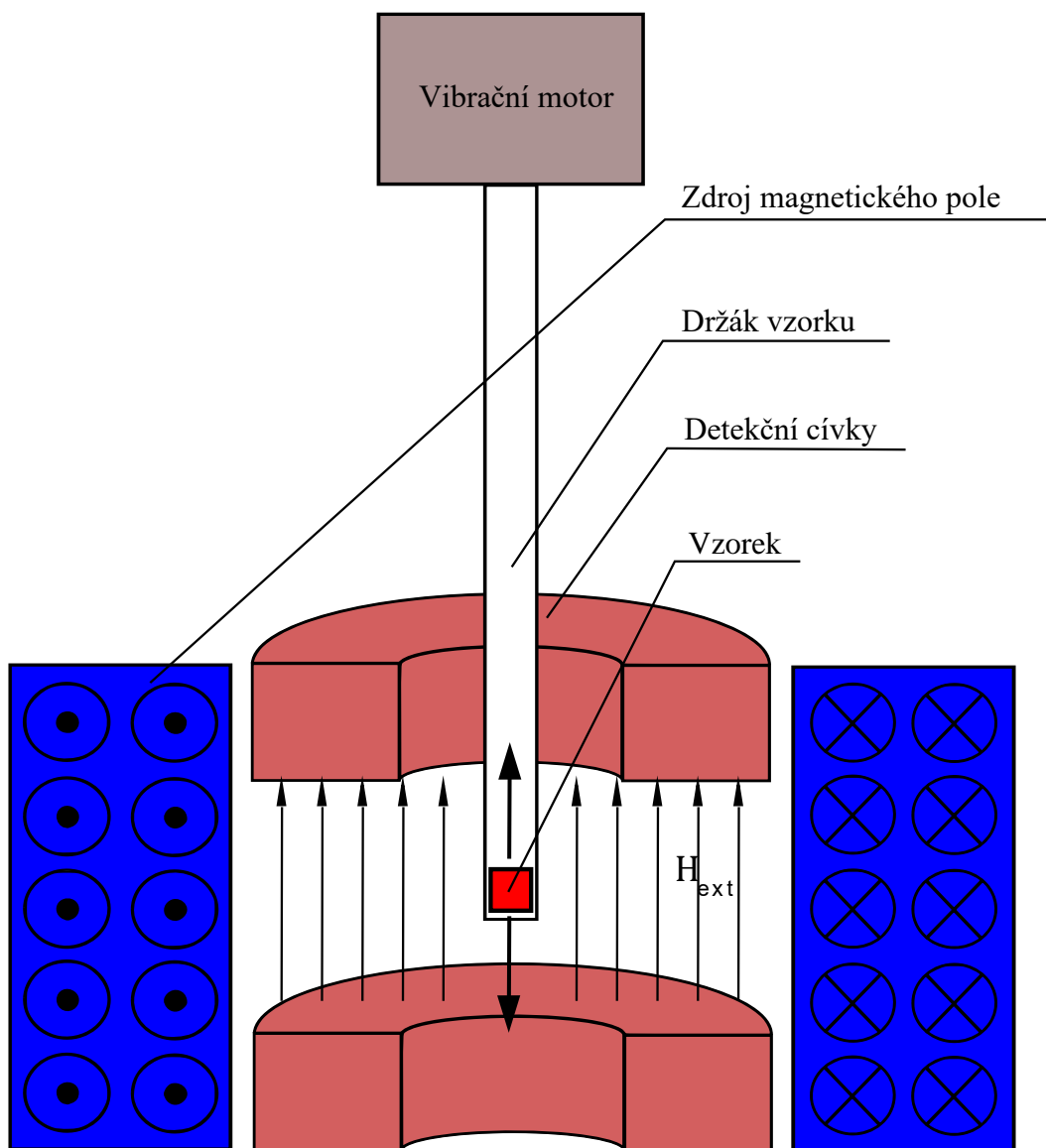


Obrázek 5.1: Schéma magnetronového naprašování.

Veškeré depozice magnetronovým naprašováním realizované v rámci této práce byly uskutečněny v laboratořích CEITEC Nano na systému BESTEC. Celá aparatura se skládá ze dvou vakuových komor, a to ze vstupní a hlavní komory. Vstupní komora slouží pro vkládání substrátu za atmosférického tlaku, po jeho vložení je vyčerpána a následně jsou obě komory propojeny otevřením přepážky mezi nimi. Tento systém zamezuje kontaminaci hlavní komory, a zároveň tím zachovává stávající stupeň vakua v hlavní komoře dosahujícího až 10^{-9} mbar, čímž snižuje operační čas. V hlavní komoře je rozmístěno osm magnetronových naprašovacích hlav (magnetrony) s terčí z různých materiálů, díky čemuž lze deponovat několik různých materiálů zároveň a vytvářet tak slitiny s rozličnou stechiometrií. Přívod Ar je umístěn u každého z magnetronů, přičemž depoziční tlak dosahuje hodnot kolem 10^{-3} mbar. Samotný substrát je uchycen na rotační hlavě, která umožňuje rovnoměrné rozložení deponovaného materiálu na substrátu. Nad rotační hlavou je umístěno topné těleso využívané pro zahřátí vzorku až na teplotu 1100 °C. Regulaci teploty lze podpořit epitaxní růst deponovaného materiálu, popřípadě vzorek po depozici žíhat.

5.1.2 Vibrační magnetometrie

Vibrační magnetometrie, neboli VSM¹, je technika určená pro základní analýzu magnetických vlastností vzorku, založená na elektromagnetické indukci. Schéma tohoto zařízení je naznačeno na obrázku 5.2.



Obrázek 5.2: Schéma aparatury vibračního magnetometru VersaLab.

Pro samotné měření je vzorek uchycen v plastové trubičce. Při ohřevu na vyšší teploty je plastová trubička substituována držákem z křemenného krystalu. Vzorek kmitá pomocí translačního motoru ve vnějším magnetickém poli a indukuje tím napětí v detekční cívce. Na základě měření tohoto napětí je určen magnetický moment celého vzorku [33], ze kterého je vypočtena hodnota saturační magnetizace. Výstupem měření jsou tedy hysterezní smyčky s různými parametry.

¹ Vibrating sample magnetometry

Měření realizované v rámci této práce probíhalo na systému Quantum Design VersaLab.

5.1.3 Širokopásmová feromagnetická rezonance

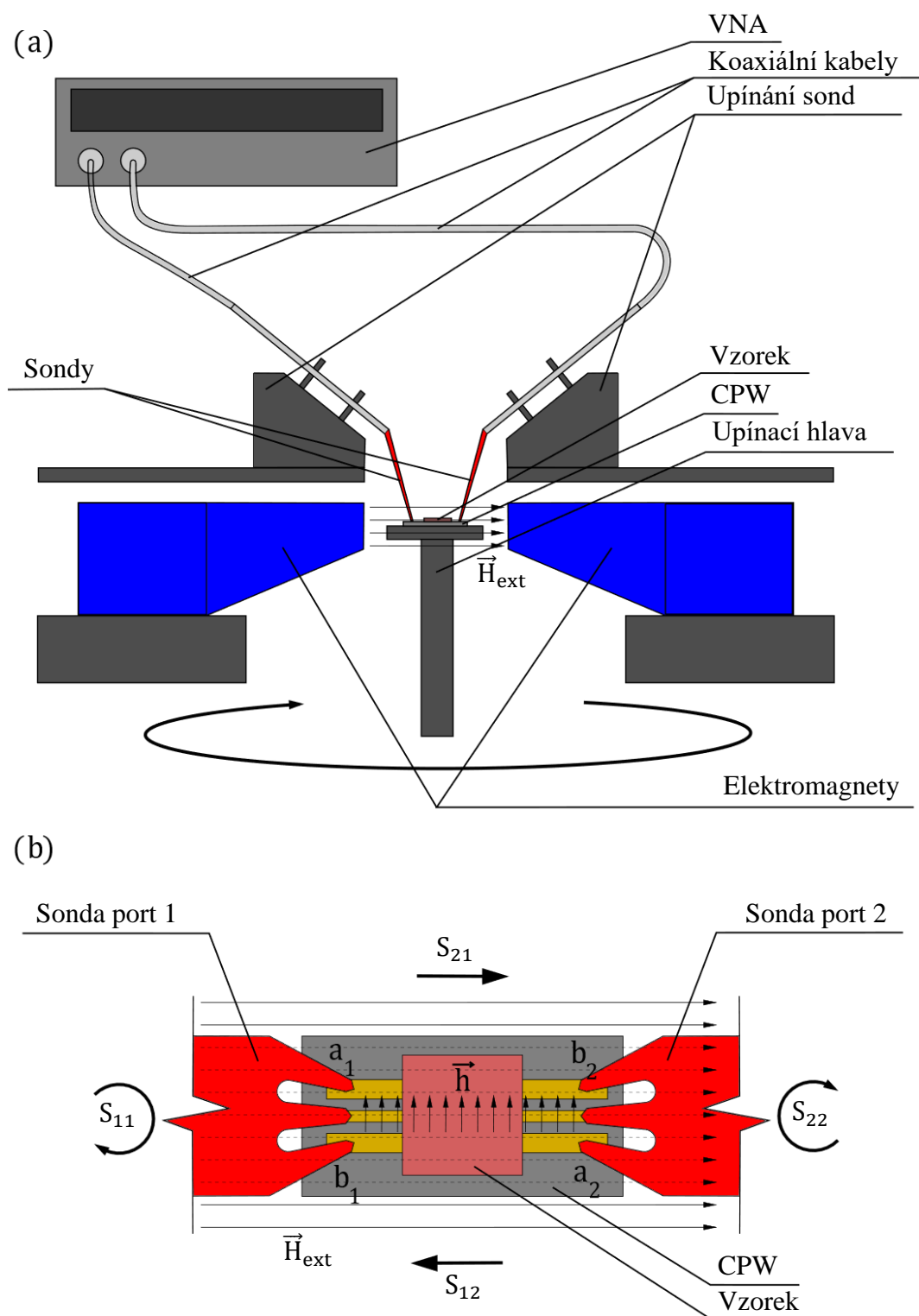
Pro měření širokopásmové feromagnetické rezonance (VNA-FMR¹) ve frekvenční doméně v rozsahu 10 MHz až 50 GHz byl použit vektorový síťový analyzátor, jehož schéma je na obrázku 5.3 a). Toto zařízení generuje vysokofrekvenční elektromagnetické vlny, které jsou následně přiváděny koaxiálními kabely přes sondy na koplanární vlnovod, na němž leží vzorek. Na základě vlastností samotného vzorku se zde vlny částečně odráží a částečně prochází, následně putují zpět do zařízení. Výstupem z měření jsou „scattering parameters“, neboli S-parametry.

Pro účely feromagnetické rezonance je sestava vektorového síťového analyzátoru vybavena dvojicí elektromagnetů, které jsou pro větší variabilitu umístěny na otočné matici, jak je patrné ze schématu na obrázku 5.3 a). Ve standardním uspořádání je vzorek položen vrstvou dolů na koplanární vlnovod. Elektromagnety generují magnetické pole \vec{H}_{ext} rovnoběžné s centrálním vodičem vlnovodu. Do koplanárního vlnovodu jsou rovněž přiváděny vysokofrekvenční elektromagnetické vlny, tudíž zde vzniká excitační magnetické pole \vec{h} kolmé na vnější statické \vec{H}_{ext} pole od elektromagnetů. Jednotlivé magnetické momenty vzorku začnou konat precesi tím, že absorbují výkon elektromagnetické vlny, takže dochází k feromagnetické rezonanci. Tato ztráta výkonu je patrná z S-parametrů, které jsou definovány jako poměry amplitud a fází vstupní a výstupní vlny. Lze je popsat tímto vztahem:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{21} \\ S_{12} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}, \quad (5.1)$$

kde b_1 je vystupující vlna na portu 1, b_2 vystupující vlna na portu 2, a_1 vstupující vlna na portu 1 a a_2 vstupující vlna na portu 2. S-parametry jsou pak dány následovně: parametry S_{11} a S_{22} popisují odraz vlny na jednotlivých portech, S_{21} a S_{12} popisují průchod vlny vlnovodem z portu 2 do portu 1 a naopak. Schéma S parametrů ve vlnovodu je naznačeno na obrázku 5.3 b).

¹ „Vector network analyzer-ferromagnetic resonance“, nebo také používané „broadband ferromagnetic resonance“.



Obrázek 5.3: a) Schéma aparatury VNA-FMR, b) Schéma S-parametrů a CPW se vzorkem.

Při standardních měřeních VNA-FMR je frekvence vstupní elektromagnetické vlny proměnná, přičemž vnější pole \vec{H}_{ext} je statické a rezonanční absorbní profil je extrahován z S-parametrů [5]. Tento cyklus probíhá pro různá statická pole,

obvykle v rozsahu 0 mT až 381 mT , respektive – 381 mT , což je v této aparatuře maximální možný rozsah pole pro elektromagnety.

5.2 Zpracování dat

V této kapitole bude stručně popsáno zpracování dat z měření VNA-FMR. Veškeré numerické úkony a fitování byly uskutečněny v programu Matlab.

5.2.1 Extrakce dat z měření

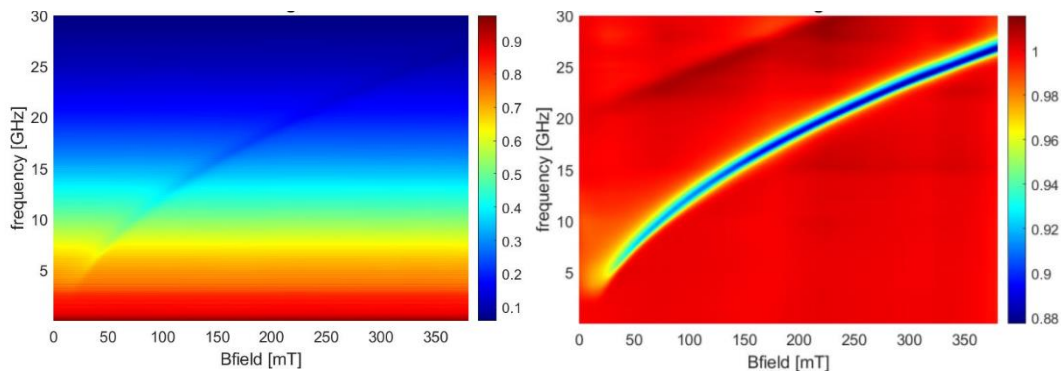
Jak již bylo zmíněno, feromagnetická rezonance je pozorována jako absorbce určité části frekvenčního spektra prošlého signálu, tudíž jí pozorujeme jako S-parametr S_{21} . Lze ho kvantifikovat tak, že sečteme jeho reálnou a imaginární část a dostaneme tím magnitudu:

$$S_{21\ Mag,raw} = S_{21\ Re} + iS_{21\ Im}. \quad (5.2)$$

Pro příklad lze uvést $S_{21\ Mag,raw}$ parametr FMR znázorněný na obrázku 5.4 a). Z obrázku je patrné, že rezonanční čára není dobře zřetelná, tudíž nelze výsledky měření vyhodnotit. To může být způsobeno nemagnetickým pozadím, jehož příspěvek lze potlačit z důvodu, že je oproti magnetickému příspěvku v magnetickém poli neměnné. Filtrovaná data pak dostaneme jako podíl magnitudy prošlého signálu $S_{21\ Mag,raw}$ a mediánu signálu $S_{21\ Mag,raw}$, který vyjadřuje příspěvek nemagnetického pozadí přes všechna pole a frekvence [34]:

$$S_{21\ Mag} = \frac{S_{21\ Mag,raw}}{\text{median}(S_{21\ Mag,raw})}. \quad (5.3)$$

Filtrovaná data jsou vyznačena v grafu obrázku 5.4 b), kde je již zřetelný pík feromagnetické rezonance.



a) Data s nemagnetickým pozadím

b) Data po odstranění pozadí

Obrázek 5.4: Proces mediánového odstranění nemagnetického pozadí.

5.2.2 Gyromagnetický poměr

Jedním z dílčích cílů měření feromagnetické rezonance je extrakce gyromagnetického poměru γ . Tato konstanta byla dále využita i pro výpočet tlumicí konstanty α . Gyromagnetický poměr lze získat fitováním polohy píku frekvence feromagnetické rezonance Kittelovou rovnicí [34], která byla již zmíněna v kapitole 2.2, a to podle vztahu 2.11.

5.2.3 Tlumicí konstanta

Hodnotu této konstanty lze získat dvěma způsoby, a to fitováním dynamické susceptibility nebo na základě měření šířky píku feromagnetické rezonance. V této práci bude využita druhá možnost.

Šířka píku feromagnetické rezonance se lineárně rozšiřuje s rostoucí frekvencí, tento jev lze popsat následujícím vztahem [5,8,34]:

$$\Delta B = \left(\frac{2\pi}{\gamma}\right) 2\alpha f + \Delta B_0 \quad (1.48), \quad (5.4)$$

kde ΔB představuje šířku píku v polovině maxima, α tlumicí konstantu, f frekvenci vstupních vln a ΔB_0 konstantu nehomogenní rozšíření. K získání šířky píku v polovině maxima je zapotřebí reálná data proložit vhodnou křivkou, pro tyto účely poslouží asymetrická Lorentzova funkce $L(B)$ [1]:

$$L(B) = C_{sym} \frac{\left(\frac{\Delta B}{2}\right)^2}{\left(\frac{\Delta B}{2}\right)^2 + (B - B_{res})^2} + C_{asym} \frac{\frac{\Delta B}{2} (B - B_{res})}{\left(\frac{\Delta B}{2}\right)^2 + (B - B_{res})^2} + C_0, \quad (5.5)$$

kde konstanty C_{sym} a C_{asym} představují amplitudy symetrické a asymetrické části, C_0 představuje posunutí. B je vnější pole a B_{res} rezonanční magnetické pole.

Šířku píku ΔB závislou na frekvenci lze následně využít pro získání tlumicí konstanty α . Nejprve je vynesena závislost ΔB na frekvenci, což je popsáno vztahem 6.4 a následně je provedeno lineární fitování. Sklon fitované přímky pak odpovídá měřené tlumicí konstantě α .

5.3 Výroba vzorků, měření a interpretace výsledků

Předmětem této části je shrnutí výrobního postupu vrstev FeRh a následného měření dynamických vlastností těchto vzorků s interpretací výsledků.

5.3.1 Výroba vzorků z FeRh

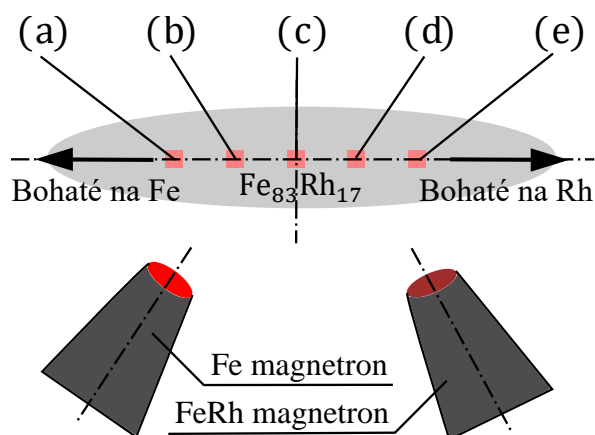
Vzorky sestávají z tenkých vrstev FeRh deponovaných na substrátech MgO s orientací (001) pomocí magnetronového naprsávacího, jehož podrobný popis je obsahem kapitoly 6.1.1. Pro tuto práci byly připraveny dvě série vzorků, a to série s gradientem nominálního složení slitiny $\text{Fe}_x\text{Rh}_{1-x}$ ($x = 81-85$) deponovaná Jonem Arregim a série s konstantním nominálním složením $\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$ deponovaná autorem práce.

Před depozicí byly substráty MgO upnuty k držáku, jak je naznačeno na obrázcích 5.5 a 5.6. Pro sérii s gradientem složení (Obr. 5.5) byla pozice držáku vůči magnetronovým celům Fe a FeRh konstantní, což zajistilo vyšší obsah Fe pro vzorky umístěné blíže magnetronu s Fe terčem. U série s konstantním složením (Obr. 5.6) držák substrátů rotoval rychlostí $20 \text{ ot} \cdot \text{min}^{-1}$, což zajistilo vyšší homogenitu složení jednotlivých vzorků. Substráty byly přehřívány na teplotu 300°C pro sérii s gradientem složení, respektive na 350°C pro sérii s konstantním složením, přičemž depoziční aparatura byla vyčerpána na tlak $8 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$.

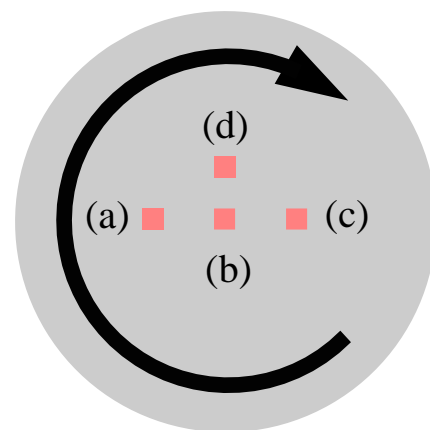
V dalším kroku byl nastaven přítok Ar plynu do depoziční aparatury, a to na 50 sccm, čímž byl nastaven depoziční tlak o velikosti $2,7 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$ pro obě série vzorků. Tlak při depozici je jedním z nejpodstatnějších parametrů, neboť ovlivňuje depoziční rychlost jednotlivých materiálů, a tudíž i finální stechiometrii vzorků.

Pro dosažení požadované stechiometrie bylo deponováno současně z obou magnetronových cel, a to z terče Fe a terče se slitinou FeRh. Depozice z magnetronu FeRh probíhala při nastaveném výkonu 50 W, depozice z magnetronu Fe při výkonu 80 W pro sérii s gradientem složení a 155 W pro sérii s konstantním složením. Depoziční rychlosti při těchto parametrech jsou uvedeny v tabulkách 5.1 a 5.2. Celková depoziční rychlost odpovídá $v_c = 0,643 \text{ Å} \cdot \text{s}^{-1}$ pro sérii s gradientem složení a $v_c = 1 \text{ Å} \cdot \text{s}^{-1}$ pro sérii s konstantním složením. V obou případech byla deponována vrstva o tloušťce 30 nm.

Po depozici série s gradientem složení byly vzorky vyžehány na 600°C po dobu 30 minut, vzorky s konstantním složením při 660°C po dobu 60 min. Finální ochlazení bylo na teplotu $T < 100^\circ\text{C}$. Po zchlazení vzorků obou sérií byla nanášena 3 nm tlustá krycí vrstva Al pro zamezení oxidace.



Obrázek 5.5: Rozložení substrátů statickém držáku pro sérii vzorků s gradientem složení: pozice (a)-(e).



Obrázek 5.6: Rozložení substrátů v rotujícím držáku pro sérii s konstantní stechiometrií $\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$: pozice (a)-(d).

Tabulka 5.1: Depoziční parametry jednotlivých materiálů pro sérii vzorků s gradientem složení: Q představuje průtok Ar do hlavní komory, P výkon jednotlivých magnetronů, t je doba depozice, v zde figuruje jako depoziční rychlost, T_d je teplota při depozici, T_a teplota žíhání, t_a je doba teplotní výdrže při žíhání, d tloušťka nadeponované vrstvy, p tlak v hlavní komoře během depozice a rotace zde popisuje počet otáček za minutu během depozice.

Materiál	Q (sccm)	t (min)	P (W)	v (Å/s)	T_d (°C)	T_a (°C)	t_a (min)	d (nm)	p (mbar)	Rotace (ot/min)
FeRh	50	7 min 47 s	51	0,295	300	600	30	30	2,7e-3	-
Fe			80	0,348						
Al		1 min 21 s	100	0,37	<100	-	-	3		

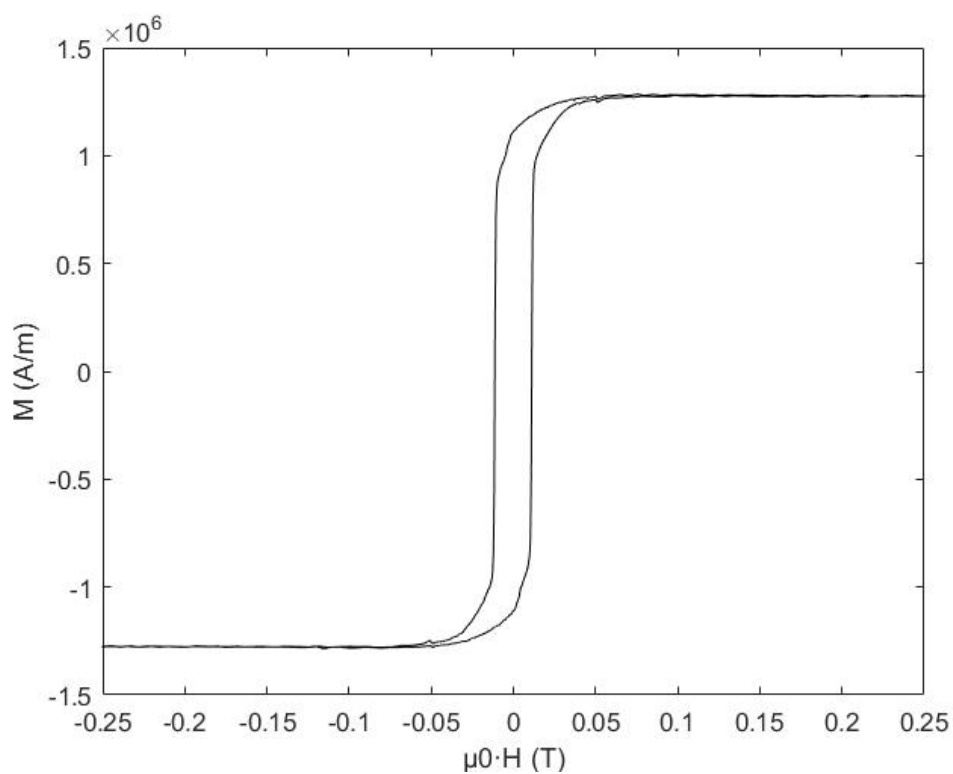
Tabulka 5.2: Depoziční parametry jednotlivých materiálů pro sérii vzorků s konstantním složením, popis veličin figurujících v této tabulce se shoduje s popisem tabulky 5.1.

Materiál	Q (sccm)	t (min)	P (W)	v (Å/s)	T_d (°C)	T_a (°C)	t_a (min)	d (nm)	p (mbar)	Rotace (ot/min)
FeRh	50	5	50	0,39	350	660	60	30	2,7e-3	20
Fe			155	0,61						
Al		1 min 21 s	100	0,37	<100	-	-	3		

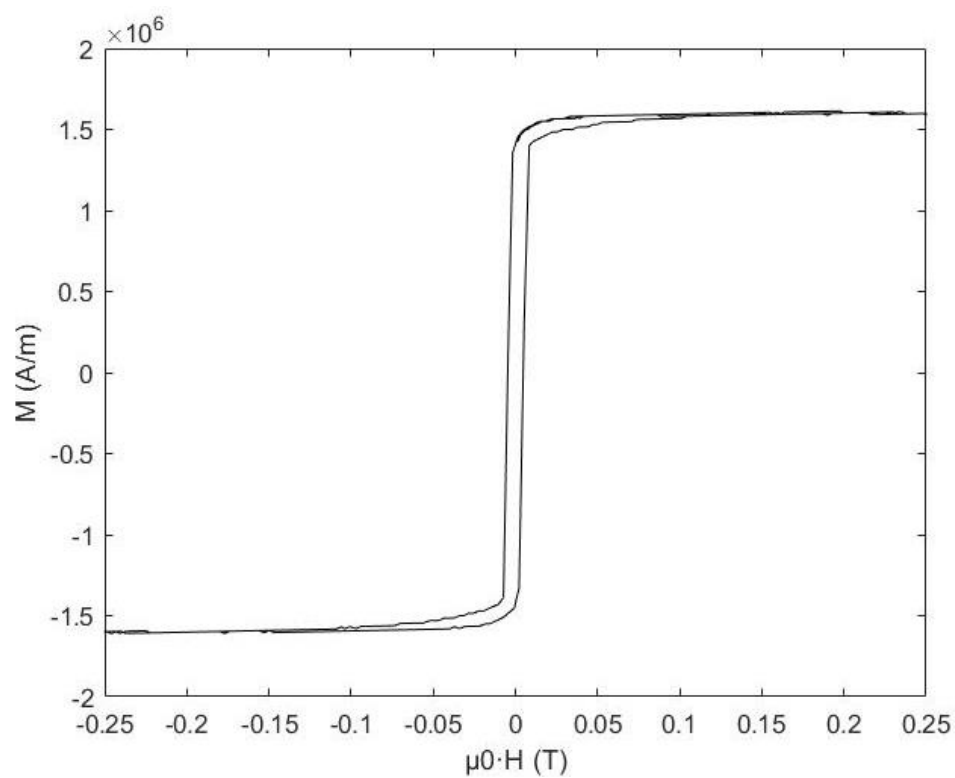
5.3.2 Magnetická charakteristika vzorků

Pro základní magnetickou charakteristiku vzorků byla použita vibrační magnetometrie, jejíž princip je popsán v kapitole 5.1.2.

Pomocí této metody byly získány hysterezní smyčky vzorků série s gradientem složení $\text{Fe}_x\text{Rh}_{1-x}$ a pro složení $\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$, které jsou vyznačeny na obrázcích 5.7 a 5.8. Z naměřených závislostí magnetických momentů m na externím poli nebo teplotě bylo odečteno diamagnetické pozadí převážně způsobené substrátem. Pro lepší charakterizaci je magnetický moment m převeden na magnetizaci M . Naměřená data na obrázku 5.7 a), b) prezentují odezvu magnetizace na externí magnetické pole při konstantní pokojové teplotě serií vzorků s gradientem složení a na obrázku 5.8 se složením $\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$.

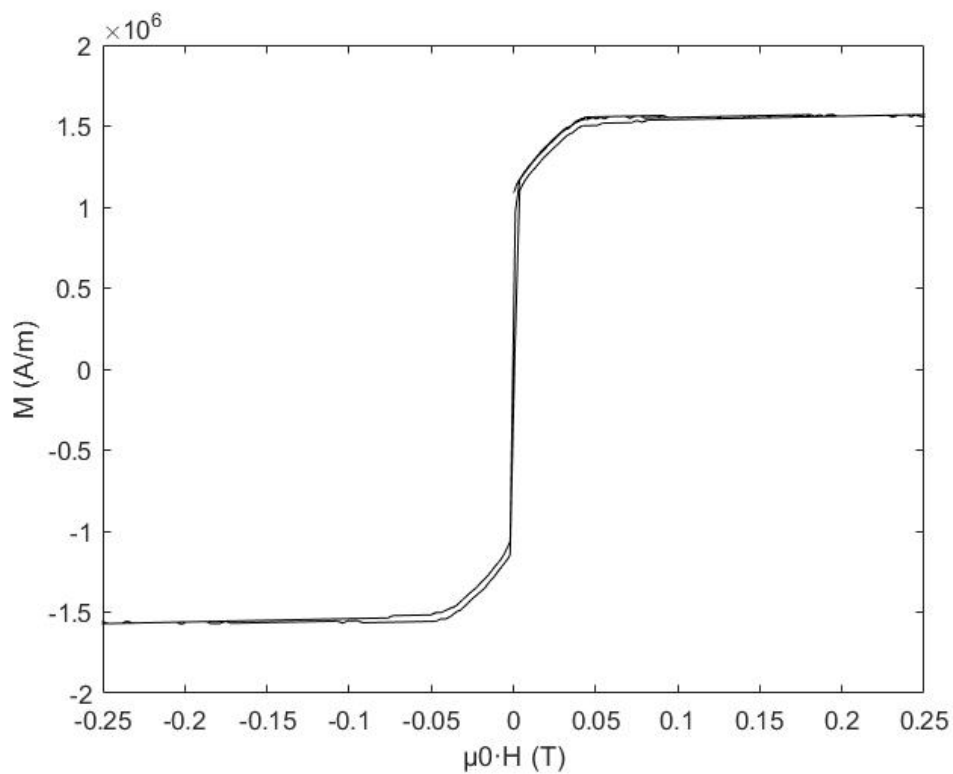


a) $\text{Fe}_x\text{Rh}_{1-x}$ pozice (a), $T = 300 \text{ K}$

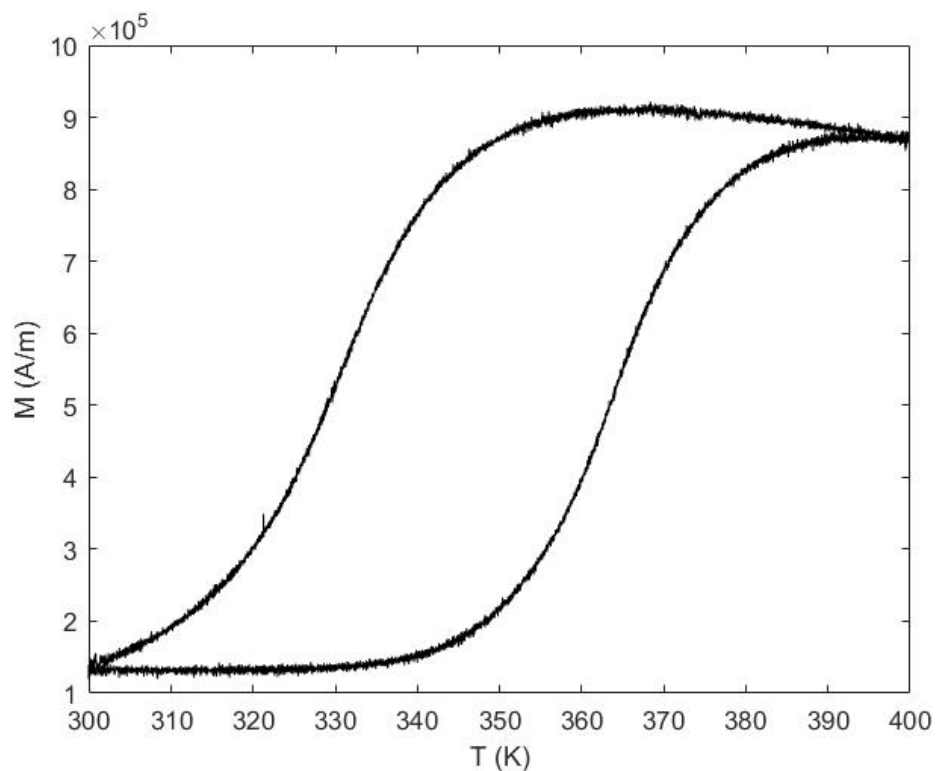


b) $\text{Fe}_x\text{Rh}_{1-x}$ pozice (e), $T = 300 \text{ K}$.

Obrázek 5.7: Hysterezní smyčky vrstev $\text{Fe}_x\text{Rh}_{1-x}$.



Obrázek 5.8: Hysterezní smyčky vrstev $\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$ pozice (a), $T = 300 \text{ K}$.



Obrázek 5.9: Teplotní závislost magnetizace vrstvy $\text{Fe}_x\text{Rh}_{1-x}$ pozice (c) měřená v externím poli $\mu_0 \cdot H = 1 \text{ T}$.

Hodnoty saturační magnetizace odečtené z hysterezních smyček jsou uvedeny v tabulce 5.3. Je patrný rozptyl hodnot M_s , které jsou závislé na stechiometrii deponovaného materiálu. Rozdíly ve stechiometrii mohou být způsobeny různou pozicí substrátů vůči magnetronům při depozici, rovněž tak i nehomogenním ohřevem substrátů.

Hysterezní smyčky odpovídající stechiometrii $\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$, jejíž reprezentativní smyčka je znázorněna na obrázku 5.8, mají oproti sérii vzorků s gradientem stechiometrie poměrně blízké hodnoty saturační magnetizace, jak je patrné z tabulky 5.3.

Hodnoty saturační magnetizace série vzorků s gradientem složení se blíží k hodnotě $M_s = 1,6 \cdot 10^6 \text{ A/m}$, odpovídající podle [1] stechiometrii $\text{Fe}_{78}\text{Rh}_{22}$. Vzorky se stechiometrií $\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$, vykazují saturační magnetizaci přibližně $M_s = 1,5 \cdot 10^6 \text{ A/m}$, což je ve shodě s [1] pro stechiometrii $\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$ [1]. Odhadované složení se může lišit, pro přesnější určení složení je zapotřebí provést hlubší analýzu, např. pomocí energiově disperzní rentgenové spektroskopie (EDX¹), která nebude v rámci této práce realizována.

Měřením teplotní závislosti magnetizace se ukázalo, že vzorek $\text{Fe}_x\text{Rh}_{1-x}$ pozice c) je feromagnetický pouze za zvýšených teplot a vykazuje metamagnetický fázový přechod (viz obrázek 5.9). Teplota fázového přechodu je přímo dána stechiometrickým poměrem, z čehož lze usoudit, že stechiometrický poměr je blízký $\text{Fe}_{50}\text{Rh}_{50}$. Posuv teploty přechodu pod 360 K indikuje, že vzorek je mírně bohatší na Fe.

Tabulka 5.3: Saturační magnetizace M_s vzorků z obou vyrobených sérií.

Vzorek	M_s (MA/m)
$\text{Fe}_x\text{Rh}_{1-x}$, pozice (a)	1,28
$\text{Fe}_x\text{Rh}_{1-x}$, pozice (b)	1,1
$\text{Fe}_x\text{Rh}_{1-x}$, pozice (c)	0,12
$\text{Fe}_x\text{Rh}_{1-x}$, pozice (d)	1,6
$\text{Fe}_x\text{Rh}_{1-x}$, pozice (e)	1,55
$\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$, pozice (a)	1,55
$\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$, pozice (b)	1,54
$\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$, pozice (c)	1,6
$\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$, pozice (d)	1,45

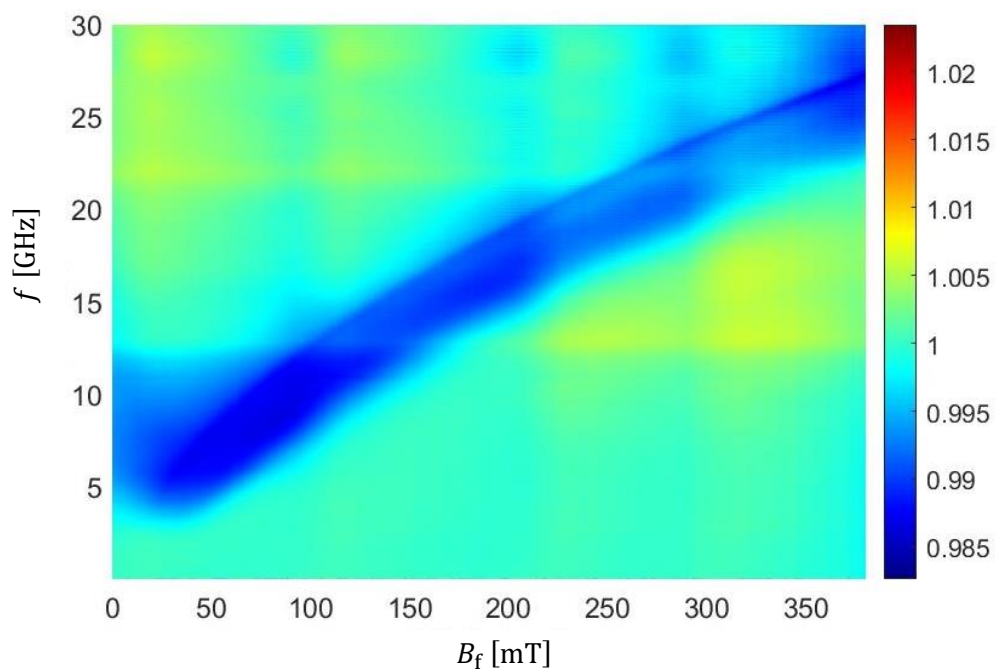
¹ Energy-dispersive X-ray spectroscopy

5.3.3 Magnetické tlumení

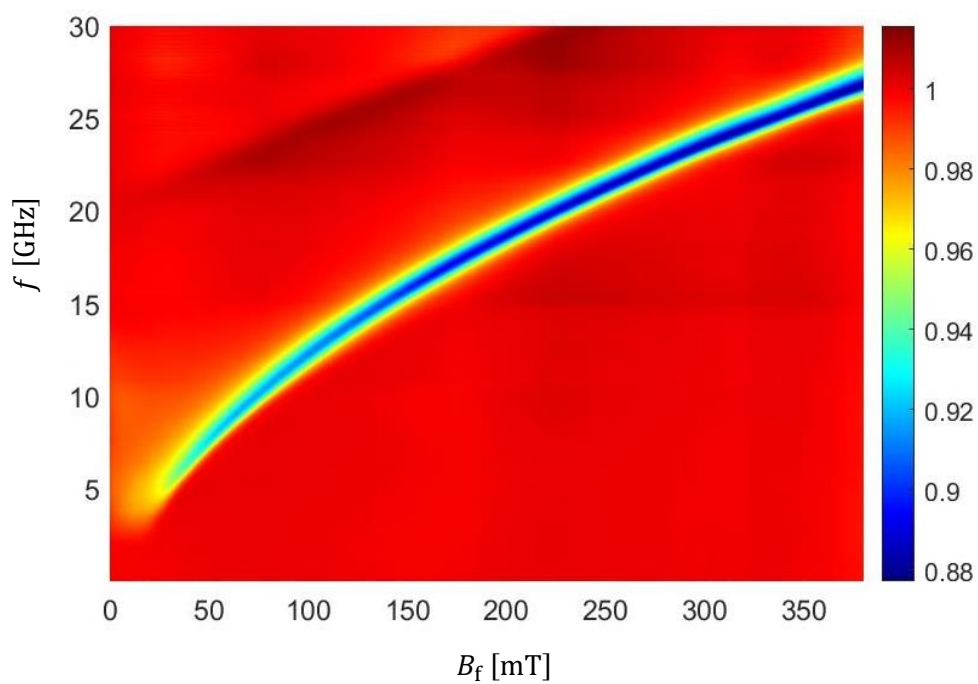
Magnetické tlumení při pokojové teplotě bylo získáno na základě měření VNA-FMR, jehož princip je popsán v kapitole 5.1.3. Feromagnetická rezonance byla prováděna na koplanárním vlnovodu s krycí vrstvou SiO_2 o tloušťce 50 nm v externích magnetických polích rovnoběžných s hlavním vodičem vlnovodu. Pro vstupní elektromagnetické vlny byla využita široká frekvenční doména od 10 MHz do 30 GHz, což splňuje limity zařízení. Externí pole dosahovala maximálních rozsahů od -0,381 T do 0,381 T.

Po provedení samotné feromagnetické rezonance byla uvažována procházející složka signálu S_{21} a odstraněn příspěvek nemagnetického pozadí, podrobnější popis tohoto procesu je obsahem kapitoly 5.2.1. Výsledky měření s odstraněným pozadím jsou prezentovány v grafech na obrázku 5.10 odpovídajících vzorkům v grafu a) s gradientem složení z pozice (a) s rovnoběžnou orientací vzorku a externího pole, b) s gradientem složení z pozice (d) s rovnoběžnou orientací vzorku a pole, c) se složením $\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$ s diagonální orientací vzorku a externího pole. V grafech obrázku 5.10 b) a c) je zřetelná silná absorpce elektromagnetické vlny na magnetických momentech konajících precesi. Vzhledem k poměrně úzkým píkům lze říct, že se jedná o frekvence náležící pouze jedné fázi o daném stechiometrickém poměru. U vzorku s gradientem složení z pozice (d) (obr. 5.10 b) je pík širší než u vzorků se stechiometrickým poměrem $\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$. Rozšíření absorpční čáry bylo zřejmě způsobeno příspěvkem dvoumagnonového rozptylu na jak magnetických nehomogenitách, tak různých strukturních defektech. Se zvyšujícím se obsahem Rh lze pozorovat nárůst šířky absorpční čáry, což vypovídá o tom, že počet magnetických nehomogenit dramaticky narůstá s rostoucím počtem substitučních atomů Rh ve slitině. Lze usoudit, že vzorky ze série s gradientem složení z pozic (d) a (e) mají nedostatky v epitaxi i v samotné struktuře. I přes tento fakt je možné tlumicí konstantu těchto vzorků určit s poměrně vysokou přesností. Nad feromagnetickou čarou je rovněž zřetelná PSSW čára, která v rámci této práce nebude analyzována.

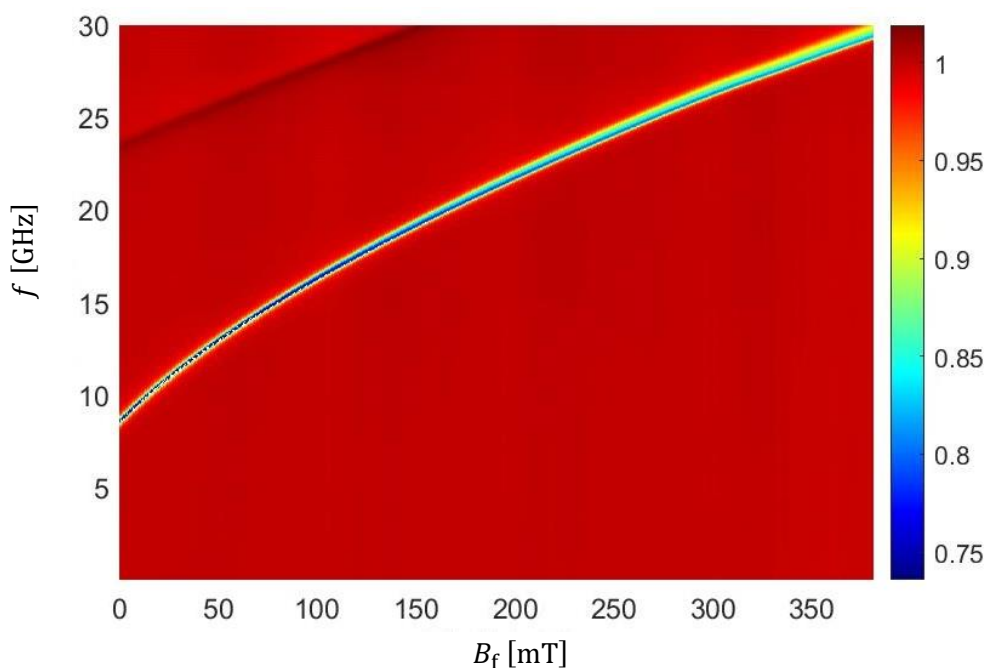
Oproti tomu na grafu a) obr. 5.10 prošlého signálu S_{21} vzorku s gradientem stechiometrie z pozice (a) je patrná velmi široká rezonanční čára skládající se z několika píků, jak je zřetelné z grafu a) obrázku 5.13, přičemž jednotlivé píky odpovídají různým fázím vysegregovaným v materiálu s velmi rozdílnou stechiometrií. Obdobný výsledek lze pozorovat u vzorku s gradientem stechiometrie z pozice (b). V těchto vzorcích pak nelze určit přesnou hodnotu tlumicí konstanty α , tudíž je nebudeme brát v potaz.



a) $\text{Fe}_x\text{Rh}_{1-x}$ pozice (a), \vec{H}_{ext} rovnoběžné s hranou vzorku.



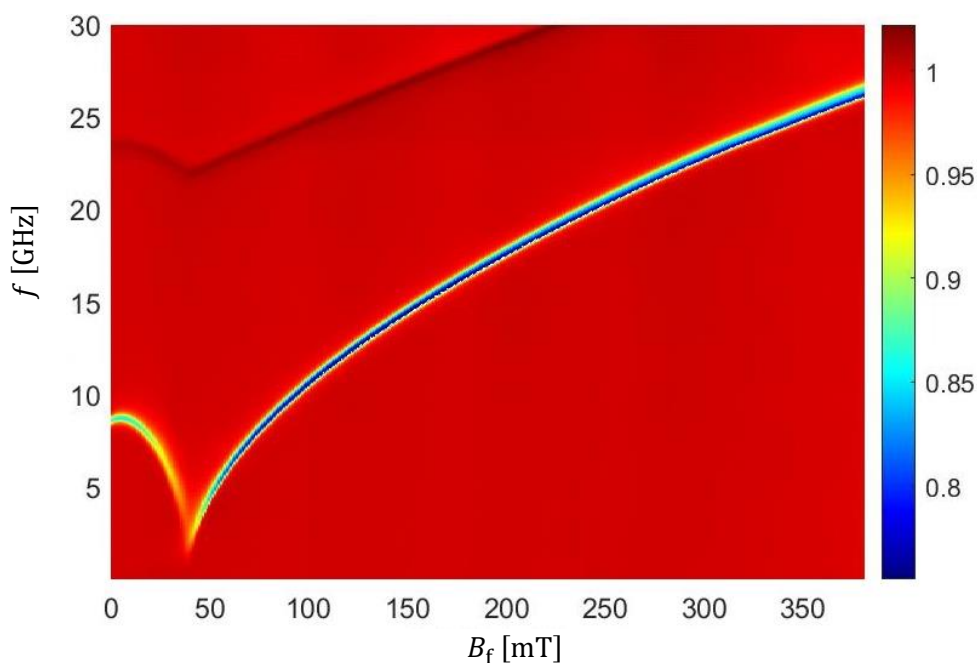
b) $\text{Fe}_x\text{Rh}_{1-x}$ pozice (d), \vec{H}_{ext} rovnoběžné s hranou vzorku.



c) $\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$, \vec{H}_{ext} pod úhlem 45° s hranou vzorku.

Obrázek 5.10: VNA-FMR skeny vzorků.

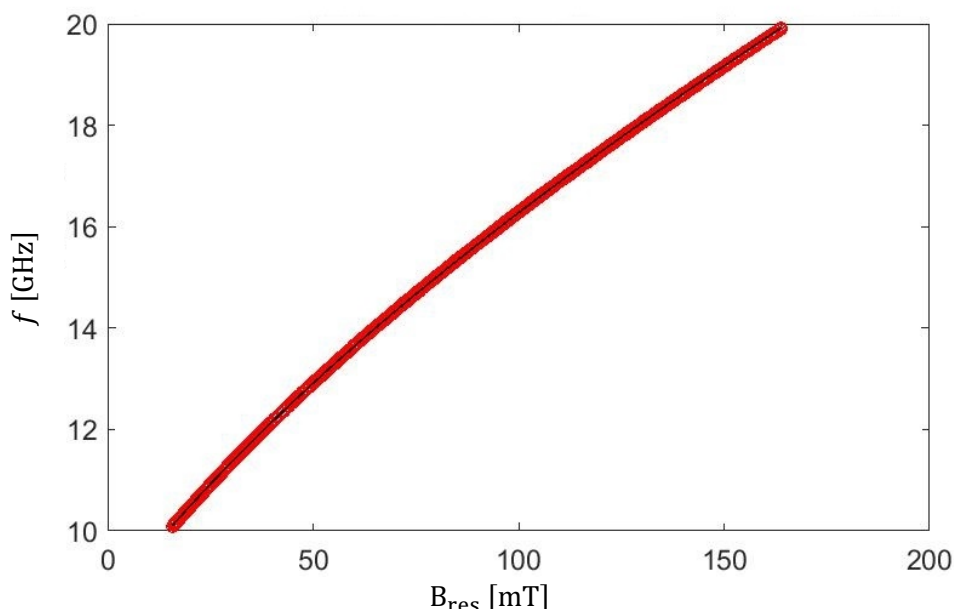
Výsledek měření širokopásmové feromagnetické rezonance pro vzorek se stechiometrickým poměrem $\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$ při aplikaci externího pole rovnoběžně se vzorkem jsou zaneseny v absorpčních mapách s odstraněným nemagnetickým pozadím na obrázku 5.11.



Obrázek 5.11: VNA-FMR skeny vzorku $\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$ s aplikovaným externím polem rovnoběžně s hranou vzorku.

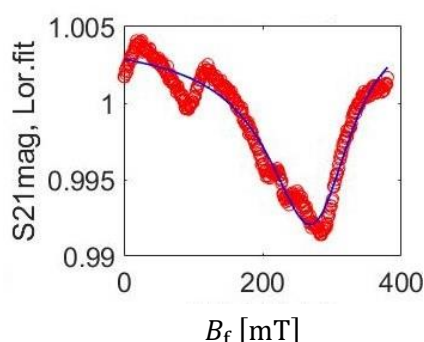
Měření pro vzorky se stechiometrií $\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$ bylo tedy provedeno pro obě orientace vůči externímu poli, v případě, kdy hrana vzorku a externí pole svírají úhel 45° je vzorek položen na koplanárním vlnovodu diagonálně. Z grafu pro rovnoběžnou orientaci vzorku se složením $\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$ z pozice na obrázku 5.11 je patrné, že se jedná o silnou absorpci elektromagnetických vln na feromagnetické tenké vrstvě FeRh s velmi tenkým absorpčním píkem. Z toho lze usoudit že ve vzorcích nefigurovalo mnoho příspěvků z magnetických nehomogenit způsobených poruchami ve struktuře. U vzorku ze série s konstantním složením můžeme usoudit na vyšší míru epitaxe oproti vzorkům série s gradientem stechiometrie, a to z důvodu, že zde nastává jev zvaný *field dragging*, který figuruje u vzorků se silnou magnetokrystalickou anisotropií. Při snižování aplikovaného externího pole směrem k nule se magnetické momenty vyrovnají do snadné osy tím, že velikost anizotropního pole je větší než velikost externího pole, tudíž síla anizotropie zde překonává externí působení pole [34]. To vytvoří oblouk patrný v levém dolním rohu v grafu na obrázku 5.11. Před tímto poklesem jsou magnetické momenty celého vzorku vyrovnány do tvrdé osy. Tento jev je patrný u všech vzorků se stechiometrií $\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$. Dále se již rovnoběžnou orientací vzorků s externím polem na vlnovodu nebudeme zabývat, a to právě z důvodu, že tlumení je u takto měřených vzorků vyšší.

Gyromagnetický poměr vzorků s gradientem stechiometrie a se složením $\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$ byl určen na základě fitování polohy píku feromagnetické rezonance, jak je popsáno v kapitole 6.2.2. V tomto případě byla zafixována saturační magnetizace M_S jako konstanta, jež byla odečtena z hysterezních smyček jednotlivých vzorků, přičemž gyromagnetický poměr γ je fitován. Průběh fitu je ilustrativně naznačen na obrázku 5.12, získané gyromagnetické poměry jednotlivých vzorků jsou zapsány v tabulce 4.

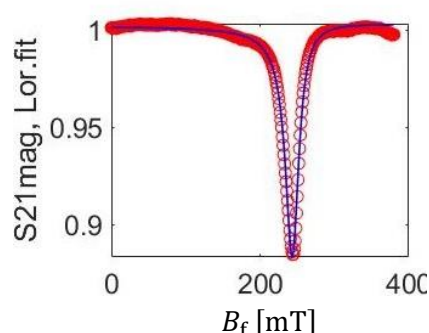


Obrázek 5.12: VNA-FMR sken fitovaný Kittelovou rovnicí, $M_S \cdot \mu_0 = 1,9 \text{ T}$, $\gamma = 30,02 \text{ GHz/ T}$. Červené kroužky představují naměřená data, černá čára fit.

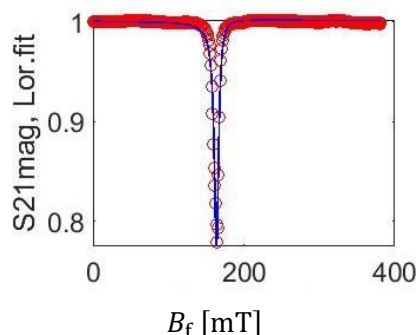
Šířky píků jsou pak odměřeny z následujících grafů pomocí fitování Lorentzovou křivkou, které jsou naznačeny na obrázku 5.13 a potvrzují absorpci elektromagnetické vlny na vzorku. Grafy představují jednotlivé horizontální řezy absorbčních map z grafů obrázku 5.10 při konstantních frekvencích. Z náhledu na profil píků lze rovněž ověřit správnost měření a fitu Lorentzovou křivkou. Profil píku je u všech vzorků s výjimkou vzorků s gradientem stechiometrie z pozice (a) a (b) poměrně zřetelně definovaný a bez větších nepřesností. Rozštěpení píku v grafu a) na obrázku 5.13, respektive spojení několika píků v jeden velmi široký je způsoben rezonancemi jednotlivých vysegregovaných fází s různou stechiometrií.



a) $\text{Fe}_x\text{Rh}_{1-x}$ pozice (a) při frekvenci $f = 20,7$ GHz



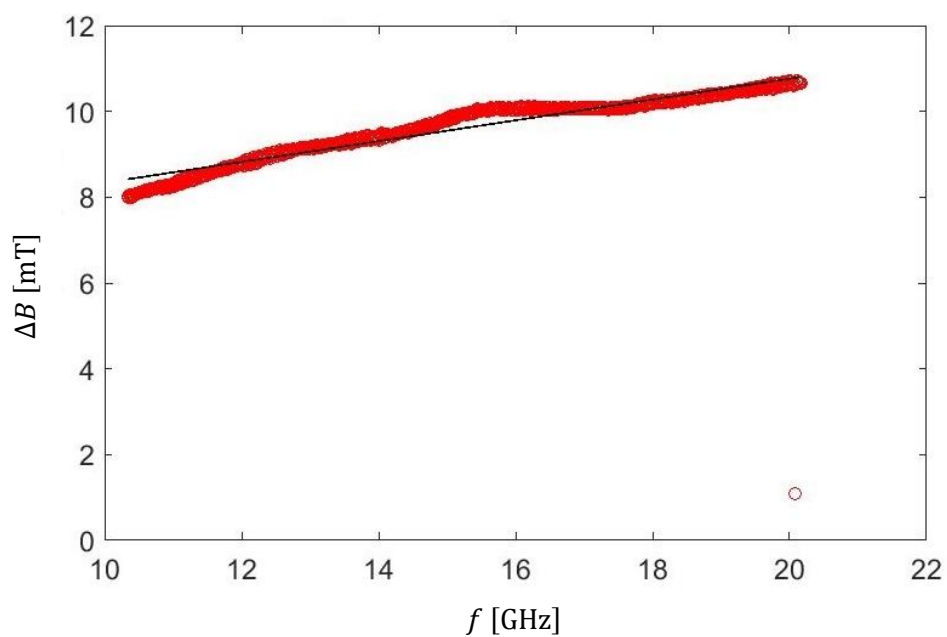
b) $\text{Fe}_x\text{Rh}_{1-x}$ pozice (d) při frekvenci $f = 20,9$ GHz



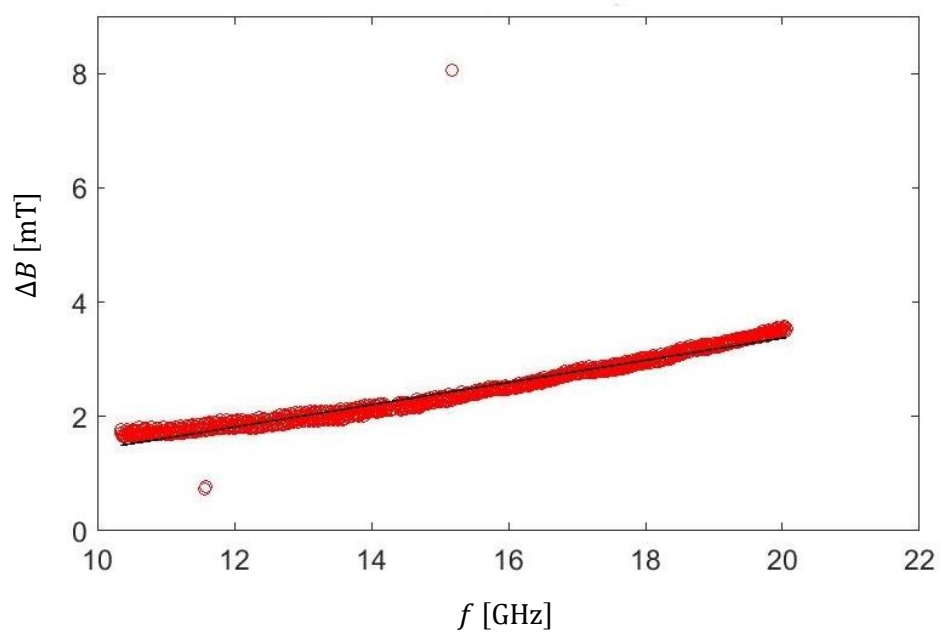
c) $\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$ při frekvenci $f = 19,9$ GHz

Obrázek 5.13: VNA-FMR absorbční spektrum fitované Lorentzovou funkcí, červené kroužky představují naměřená data, modrá čára Lorentzův fit.

Tlumení je pak vyhodnoceno z šířky píku v polovině maxima ΔB na frekvenci f . Pro získání celkového tlumení α je tato závislost fitována podle funkce 5.4, což je naznačeno v grafech v obrázku 5.14. Sklon nařizované přímky odpovídá tlumicí konstantě α . Tato konstanta je pak pro jednotlivé vzorky obsažena v tabulce 4.



a) $\text{Fe}_x\text{Rh}_{1-x}$ pozice (d), $\alpha = 0,0069$.



b) $\text{Fe}_{82}\text{Rh}_{18}$, $\alpha = 0,0058$.

Obrázek 5.14: Závislost šířky píku na frekvenci. Červené kroužky značí data, černá čára fitovanou přímkou.

Získané hodnoty tlumení v závislosti na frekvenci lze označit za poměrně přesně změřené z důvodu použitého širokého frekvenčního rozsahu a malé odchylce hodnot, a to i přes přítomnost regionů, ve kterých tato závislost nevykazuje lineární charakter. Například v grafu a) obrázku 5.14 v intervalu frekvencí od 14 do 16 GHz lze pozorovat nahodilé zvlnění, jež lze označit za artefakt vzniklý vlivem měření, který nelze odstranit mediánovým odečtem pozadí.

Tlumicí konstanta α zahrnuje následující příspěvky tlumení, podrobněji popsanych v kapitole 3:

$$\alpha = \alpha_{\text{int}} + \alpha_{\text{eddy}} + \alpha_{\text{sp}} + \alpha_{\text{rad}} + \alpha_{\text{two magnon}}. \quad (6.6)$$

Nejprve bude vyhodnocen vliv *spin pumpingu* na celkovém tlumení. Tento příspěvek lze zanedbat, a to z důvodu, že celý povrch vzorku je pokryt homogenní vrstvou Al o konstantní tloušťce 3 nm, v případě obvyklé krycí vrstvy Pt nebo jiného těžkého kovu by nebyl zanedbatelný.

Při uvážení příspěvku tlumení vířivými proudy α_{eddy} , jež je závislý na tloušťce filmu a vodivosti, je tloušťka vrstvy nízká a tlumení tohoto příspěvku dosahuje velikosti v řádech $\alpha_{\text{eddy}} \approx 10^{-5}$ [1], tudíž jej lze zanedbat.

Další z příspěvků je radiační tlumení α_{rad} . Tento příspěvek je potlačen především na základě krycí vrstvy CPW tvořené 50 nm tlustou vrstvou SiO₂, která zde působí jako distanční kapsa. Po dosažení všech konstant do vzorce nabývá příspěvek radiačního tlumení hodnot $\alpha_{\text{rad}} \approx < 1,7 \cdot 10^{-4}; 1,8 \cdot 10^{-4} >$, což je velikost odpovídající přibližně chybám v měření. Tento příspěvek je tím pádem také zanedbatelný.

Významný vliv má vnitřní příspěvek tlumení α_{int} popsáný Kamberského modelem. Ze vztahu 3.2 plyne, že α_{int} je úměrný hustotě stavů na Fermiho hladině. Podle tohoto modelu by tedy vnitřní příspěvek tlumení dosahoval hodnot v intervalu $\alpha_{\text{int}} \approx < 4 \cdot 10^{-3}; 0,9 \cdot 10^{-4} >$, což odpovídá publikovaným výsledkům [1], nicméně zde nejsou zahrnuty další příspěvky tlumení. Rozsah složení slitiny pro dosažení nejnižší tlumicí konstanty byl každopádně vybrán především na základě Kamberského modelu.

Zásadní roli v tlumení tenkých vrstev obou sérií vzorků hraje mechanismus dvoumagnonového rozptylu $\alpha_{\text{two magnon}}$, jehož příspěvek zde tvoří část celkového tlumení. Jak je patrné například v grafu a) obr. 5.14, šířka píku se zvětšuje lineárně pouze v určitých regionech. Lineární závislost lze pozorovat ve frekvenční oblasti od 10 GHz do 13 GHz. Dále pak od frekvence 18 GHz do 20 GHz je sklon přímky představující závislost šířky píku na frekvenci rozdílný. Velikost příspěvku dvoumagnonového rozptylu klesá se zmenšující se frekvencí vstupní elektromagnetické vlny. Na rozdíl od experimentu [1] nebyly vrstvy v této práci připravovány v UHV. To mohlo způsobit celou řadu nehomogenit a defektů ve strukturách FeRh, na příklad intersticiální či substituční atomy třetího prvku. Rovněž zde mohly vznikat domény s odlišnou hodnotou magnetického momentu, které přispívají k rozšiřování FMR čáry mnohem významněji, než samotný

dvoumagnonový rozptyl. Některé vrstvy nedosahují tak vysoké epitaxe jako u experimentu [1], a to především na základě technologie přípravy tenkých vrstev v této práci. V práci [1] byla pro přípravu tenkých vrstev použita epitaxe z molekulárního svazku, díky níž mohl tento příspěvek vlivem vysoké epitaxe vrstvy na substrátu zanedbat. Tlumící konstanty všech vzorků jsou zahrnuty v tabulce 4.

Tabulka 4: Parametry získané z měření VNA-FMR: α představuje celkovou tlumící konstantu získanou z rozšiřování píku, γ gyromagnetický poměr získaný z Kittelovy rovnice.

Vzorek	α	γ (GHz/T)
Fe _x Rh _{1-x} , pozice (d)	0,0069	27,66
Fe _x Rh _{1-x} , pozice (e)	0,0062	28,6
Fe ₈₂ Rh ₁₈ , pozice (a)	0,0058	30,02
Fe ₈₂ Rh ₁₈ , pozice (b)	0,0041	30,33
Fe ₈₂ Rh ₁₈ , pozice (c)	0,0057	29,6
Fe ₈₂ Rh ₁₈ , pozice (d)	0,0038	30,98

6 Závěr

Cílem této bakalářské práce bylo popsat problematiku magnetického tlumení a jeho měření pomocí širokopásmové feromagnetické rezonance realizované na vektorovém síťovém analyzátoru. Dalším z cílů byla příprava dopovaných metamagnetických vrstev FeRh s nízkým tlumetním na povrchu substrátu MgO (001).

V první kapitole věnované základům magnetismu a magnetických uspořádání materiálů byl kladen důraz na analýzu hysterezních smyček, což bylo podstatné pro charakterizaci vzorků v další části práce. Druhá kapitola pojednávala o dynamice magnetizace, základech tlumení a elementárních magnonických modech stěžejních pro metodu feromagnetické rezonance. Ve třetí kapitole byla nastíněna komplexnější problematika magnetického tlumení ve feromagnetických látkách se stručným popisem jednotlivých tlumících mechanismů. V následující kapitole byly popsány vlastnosti tenkých vrstev FeRh a možnosti ovlivnění magnetického tlumení v tomto materiálu.

V experimentální části byla nejdříve popsána technologie přípravy vzorků a následně techniky pro analýzu připravených vzorků, včetně procesu samotného zpracování výstupních dat z měření.

Pozorované výsledky jsou ve shodě s dříve publikovanou prací věnující se magnetickému tlumení v FeRh [1]. Lze konstatovat, že s rostoucím obsahem Rh ve slitině se zvyšují hodnoty tlumící konstanty, a to výrazněji než v [1]. To je dáno především vnějšími příspěvky tlumení plynoucích z nehomogenit struktury a nižší míry epitaxe. S rostoucím obsahem Rh ve slitině počet defektů a nehomogenit ve slitině roste. Přesto dosahuje celkové tlumení poměrně nízkých hodnot, které jsou srovnatelné například s tlumením tenkých vrstev slitiny FeCo.

Při přípravě tenkých vrstev FeRh bylo zjištěno, že homogenitu a epitaxní růst vrstev lze významně podpořit rotací držáku substrátů během depozice, což ale neumožňuje přípravu sérií vzorků s gradientem složení během jediného depozičního cyklu. Výsledky této práce mohou napomáhat k aplikačnímu využití FeRh ve spintronice a příbuzných odvětvích, například pro přípravu magnonických krystalů a tenkých vrstev s nízkým tlumením.

Literatura

- [1] T. USAMI, M. ITOH, T. TANIYAMA, *Compositional dependence of Gilbert damping constant of epitaxial Fe100-xRhx thin films*. Applied Physics Letters, vol. 115, pp. 142403, DOI: 10.1063/1.5120597, (2019)
- [2] S. BLUNDELL, *Magnetism in condensed matter*. Oxford: Oxford University Press. ISBN 01-985-0592-2, (2001)
- [3] J. COEY, *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge: Cambridge University Press. ISBN 05-218-1614-9, (2010)
- [4] B. HILLEBRANDS, K. OUNADJELA, *Spin dynamics in confined magnetic structures I*. Springer. ISBN 3-540-41191-7, (2002)
- [5] N. SPALDIN, *Magnetic Materials: Fundamentals and Applications*. 2nd ed. Cambridge: Cambridge University Press. ISBN 978-0-521-88669-7, (2010)
- [6] A. BARMAN, J. SINHA, *Spin Dynamics and Damping in Ferromagnetic Thin Films and Nanostructures*. Springer. ISBN 978-3-319-66296-1, (2018)
- [7] V. KAMBERSKÝ, *On ferromagnetic resonance damping in metals*. Czech J. Phys. B 26. (12):1366–1383. DOI:10.1007/bf01587621, (1976)
- [8] K. GILMORE, *Precession damping in itinerant ferromagnets*. Montana State University. Ph.D. Thesis, Chapter 3, (2007)
- [9] H. SUHL, *Theory of the magnetic damping constant*. IEEE Trans Magn 34(4):1834– 1838. DOI:10.1109/20.706720, (1998)
- [10] M. A. W. SCHOEN, J. M. SHAW, H. T. NEMBACH, M. WEILER and T. J. SILVA, *Radiative damping in waveguide-based ferromagnetic resonance measured via analysis of perpendicular standing spin waves in sputtered permalloy films*. Phys. Rev. B 92 184417, DOI: 10.1103/PhysRevB.92.184417, (2015)
- [11] S. SIVASUBRAMANIAN, A. WIDOM, *Radiation Induced Landau-Lifshitz-Gilbert Damping in Ferromagnets*. ArXiv Condensed Matter e-prints 36, (2002)
- [12] M. J. HURBEN, C. E. PATTON, *Theory of two magnon scattering microwave relaxation and ferromagnetic resonance linewidth in magnetic thin films*. J. Appl. Phys. 83, 4344 ; DOI: 10.1063/1.367194, (1998)
- [13] G. WOLTERSDORF, B. HEINRICH, *Two-magnon scattering in a self-assembled nanoscale network of misfit dislocations*. Phys Rev B 69(18):184417. doi:10.1103/PhysRevB.69. 184417, (2004)
- [14] L. BERGER, *Effect of interfaces on Gilbert damping and ferromagnetic resonance linewidth in magnetic multilayers*. J. Appl. Phys. 90 4632, (2001)

- [15] S. AZZAWI, A. T. HINDMARCH, D. ATKINSON, *Magnetic damping phenomena in ferromagnetic thin-films and multilayers*. J. Phys. D: Appl. Phys. 50 473001, (2017)
- [16] Y. TSERKOVNYAK, A. BRATAAS, G. E. W. BAUER, *Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers*. Phys. Rev. B 66 224403 (2002)
- [17] M. FALLOT, R. HOCART, *Sur l'apparition du ferromagnétisme par élévation de température dans des alliages de fer et de rhodium*. Revue Scientifique. 77, 498-499, (1937)
- [18] A. I. ZAKHAROV, *Magnetic and magnetoelastic properties of a metamagnetic iron-rhodium alloy*. Soviet Physics, JETP. Moscow, 19(6), 1348-1353. ISSN 0038-5646. Dostupné z: <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/e/index/e/19/6/p1348? a=list>, (1964)
- [19] L. J. SWARTZENDRUBER, The Fe-Rh (Iron-Rhodium) system. Bulletin of Alloy Phase Diagrams., 5(5), 456-462. ISSN 1054-9714. Dostupné z: <https://link.springer.com/article/10.1007/BF02872896>, (1984)
- [20] C. KITTEL, *Introduction to solid state physics*. 8th ed. Hoboken, NJ: Wiley. ISBN 978-0471415268, (2005)
- [21] J.-U. THIELE, et al., *Magnetic and Structural Properties of FePt–FeRh Exchange Spring Films for Thermally Assisted Magnetic Recording Media*. IEEE Transactions on Magnetics. 40(4), 2537-2542. DOI:10.1109/TMAG.2004.829325. ISSN 0018-9464, (2004)
- [22] S. MAAT, J.-U. THIELE, E. E. Fullerton, *Temperature and field hysteresis the antiferromagnetic-to-ferromagnetic phase transition in epitaxial FeRh films*. Physical Review B, vol. 72, pp. 214432, DOI: 10.1103/PhysRevB.72.214432, (2005)
- [23] J. S. KOUVEL, *Unusual Nature of the Abrupt Magnetic Transition in FeRh and Its Pseudobinary Variants*. Journal of Applied Physics. 37(3), 1257-1258. DOI: 10.1063/1.1708424. ISSN 0021-8979, (1966)
- [24] B. HEINRICH, C. BURROWES, E. MONTOYA, B. KARDASZ, E. GIRT, Y.-Y. SONG, Y. SUN, and M. WU, *Spin Pumping at the Magnetic Insulator (YIG)/Normal Metal (Au) Interfaces*. Phys. Rev. Lett. 107, 066604, (2011)
- [25] H. CHANG, et al., *Nanometer-thick yttrium iron garnet films with extremely low damping*. IEEE Magn. Lett. 5, 6700204, (2014)
- [26] M. A. W. SCHOEN, D. THONIG, M. L. SCHNEIDER, T. J. SILVA, H. T. NEMBACH, O. ERIKSSON, O. KARIS, and J. M. SHAW. *Ultra-low magnetic damping of a metallic ferromagnet*. Nat. Phys. 12, 839, (2016)
- [27] A. J. LEE, J. T. BRANGHAM, Y. CHENG, S. P. WHITE, W. T. RUANE, B. D. ESSER, D. W. MCCOMB, P. C. HAMMEL, and F. YANG, *Metallic*

- ferromagnetic films with magnetic damping under 1.4×10^{-3}* . Nat. Commun. 8, 234, (2017)
- [28] I. SUZUKI, M. ITOH, and T. TANIYAMA, *Elastically controlled magnetic phase transition in Ga-FeRh/BaTiO₃(001) heterostructure*. Appl. Phys. Lett. 104, 022401, (2014)
- [29] I. SUZUKI, T. NAITO, M. ITOH, and T. TANIYAMA, *Barkhausen-like antiferromagnetic to ferromagnetic phase transition driven by spin polarized current*. Appl. Phys. Lett. 107, 082408, (2015)
- [30] A. JEZIERSKI, *Electronic structure and magnetic moment in Fe_{1-x}Rh_x disordered alloys*. Solid State Commun. 86, 685, (1993)
- [31] R. D. ARNELL, and P. J. KELLY, *Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications*. Vacuum 56, 159, (2000)
- [32] Inc. AJA INTERNATIONAL, *What is sputtering?* Available online at: <http://www.ajaint.com/what-is-sputtering.html>.
- [33] S. FONER, *Versatile and Sensitive Vibrating-Sample Magnetometer*. Review of Scientific Instruments. 30(7), 548-557. DOI: 10.1063/1.1716679. ISSN 0034-6748, (1959)
- [34] M.VAŇATKA, *Static and dynamic properties of nanostructured magnetic materials*. Brno 2020, Ph.D. Thesis, Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství